Série : B
N° d'ordre : 136
N° de série : 78

THESE

PRÉSENTÉE

DEVANT L'UNIVERSITE DE RENNES

U. E. R. STRUCTURE ET PROPRIÉTÉS DE LA MATIÈRE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Claude TERRET

Antennes indépendantes de la fréquence du type conique équiangulaire multimodes à brins épais

Soutenue le 7 Juillet 1971 devant la Commission d'examen

MM. G. DUBOST	**Professeur à l'Université de Rennes**	*Président*
P. GRIVET	**Directeur de l'Institut d'Électronique Fondamentale de la Faculté des Sciences d'Orsay**	*Examinateurs*
J. MEVEL	**Professeur à l'Université de Rennes**	
G. MARGIER	**Ingénieur en Chef du Génie Maritime**	

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552711_0008

Série : B
N° d'ordre : 136
N° de série : 78

THESE

PRÉSENTÉE

DEVANT L'UNIVERSITE DE RENNES

U. E. R. STRUCTURE ET PROPRIÉTÉS DE LA MATIÈRE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Claude TERRET

Antennes indépendantes de la fréquence du type conique équiangulaire multimodes à brins épais

---

Soutenue le 7 Juillet 1971 devant la Commission d'examen

MM. G. DUBOST	Professeur à l'Université de Rennes	*Président*
P. GRIVET	Directeur de l'Institut d'Electronique Fondamentale de la Faculté des Sciences d'Orsay	*Examinateurs*
J. MEVEL	Professeur à l'Université de Rennes	
G. MARGIER	Ingénieur en Chef du Génie Maritime	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE DE RENNES

U.E.R. issues de la FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

M. MILON Y.
M. TREHIN R.
M. SCHMITT M.
M. LE MOAL H.
M. MARTIN Y.
M. BOCLE J.

Professeurs Honoraires

M. FREYMANN R.
M. HAGENE P.
M. POISSON R,
M. ROHMER R.
M. TREHIN R.
M. SALMON-LEGAGNEUR F.
M. des ABBAYES H.
M. MILON Y.

Maîtres de Conférences Honoraires

M. GRILLET L.
M. LECRECQ A.

Mathématiques

Professeurs

Melle CHARPENTIER M.
M. GUERINDON J.
M. METIVIER M.
M. GIORGIUTTI I.
M. BRUNEL A.
M. TOUGERON J.C.

Maîtres de Conférences & Chargés de Cours

M. LEGOUPIL J.
M. HOUDEBINE J.
M. EUVRARD D.
M. LIEUTAUD M.
M. NEDELEC J.C.
M. VERJUS J.P.
M. TRILLING L.
M. KEANE M. (Professeur associé)
M. GILDELAMADRID (Prof. associé)

Physique

M. VACHER M.
M. VIGNERON L.
M. LE BOT J.
Mme ROBIN née SALOMOND
M. ROBIN S.
M. LE MONTAGNER S.
M. MEVEL J.Y.
M. MEINNEL J.
M. REGENSTREIF E.
M. BRUN P.
M. LE ROUX E.
M. DUBOST

M. GUIDINI
M. HAEUSLER C.
M. ARQUES P.Y.
M. DECAMPS E.
M. NUSIMOVICI M.A.

Chimie

M. VENE J.
M. LEVAS E.
M. PELTIER D.
M. PRIGENT J.
M. JOUAN P.
M. FOUCAUD A.
M. LANG J.
M, CARRIE R.
M. GUERILLOT C.
M. KERFANTO M.
M. DABARD R.
M. GRANDJEAN D.
M. LUCAS J.
M. DUVAL J.
M. TALLEC A.

Zoologie

M. RICHARD G.
M. MAILLET P.
M. BOISTEL J.
M. RAZET P.
M. FOLLIOT R.
M. ALLEGRET P.
M. MANIEY J.
M. JOLY J.
M. POSTEL (Professeur associé)
M. LEFEUVRE J.C.

Botanique

M. VILLERET S.
M. CLAUSTRES G.
Melle GOAS M.
Melle GOAS G.
Mme LEMOINE C.
M. TOUFFAIT

Géologie

M. COGNE J.
Melle DURAND S.
M. PHILIPPOT A.
M. BOILLOT G.
M. HAMEURT J.

Le Secrétaire Général de l'Université

M. BOURDIGUEL R.

A ma femme

A tous les miens

A Monsieur le Professeur G. DUBOST

Hommage reconnaissant

J'exprime ma respectueuse reconnaissance à Monsieur le Professeur P. GRIVET, Directeur de l'Institut d'Electronique Fondamentale de la Faculté des Sciences d'Orsay, pour m'avoir fait l'honneur de s'intéresser à mes travaux et d'accepter de faire partie du Jury de cette thèse.

Je prie Monsieur le Professeur J. MEVEL de trouver ici l'expression de ma respectueuse gratitude pour l'intérêt qu'il a porté à ces recherches.

Je tiens à remercier Monsieur G. MARGIER, Ingénieur en Chef du Génie Maritime, qui a suivi ce travail et dont les remarques m'ont été précieuses.

J'adresse mes remerciements sincères à mes camarades de laboratoire pour la sympathie qu'ils m'ont toujours témoignée ainsi qu'à toutes les personnes qui m'ont aidé à poursuivre ces études, et plus particulièrement M. FRIN, Mlle GRUEL, M. GRUEL, Mme HALOPAU, MM. RAGOT et VALLEE collaborateurs techniques, sans le dévouement desquels ce travail n'eût été possible.

Je remercie le groupe 2 "Télécommunications et détection" de la Direction des Recherches et Moyens d'Essais pour les contrats de recherches qui nous ont permis de compléter l'équipement de notre laboratoire.

S O M M A I R E

I N T R O D U C T I O N.

G E N E R A L I T E S.

I - CARACTERISTIQUES GENERALES DES ANTENNES A ONDES PROGRESSIVES.

I.1. - STRUCTURE UNIFORME OUVERTE.

I.1.1. - Rappel sur les structures uniformes fermées.

I.1.2. - Structures uniformes "ouvertes".

I.2. - STRUCTURE CHARGÉE PERIODIQUEMENT.

I.3. - CARACTERISTIQUES GENERALES DES ONDES GUIDEES SUR DES STRUCTURES A ONDES PROGRESSIVES PERIODIQUEMENT CHARGEES.

I.3.1. - Théorème de Floquet.

I.3.2. - Développement en harmoniques d'espace.

II - GENERALITES SUR LES ANTENNES SPIRALES LOGARITHMIQUES OU EQUIANGULAIRES.

III - GENERALITES SUR LES ANTENNES SPIRALES LOGARITHMIQUES A BRINS MULTIPLES.

III.1. - GEOMETRIE DE LA STRUCTURE.

III.2. - CARACTERISTIQUES GENERALES.

H I S T O R I Q U E.

I - INTRODUCTION.

II - METHODE DE CHEO, RUMSEY et WELCH POUR LES SPIRALES PLANES.

III - METHODE DE MITTRA et KLOCK.

IV - METHODE de LIANG et LO.

V - METHODE DE MEI.

V.1. - EQUATION INTEGRALE DE HALLEN.

V.2. - EQUATION INTEGRALE DE HALLEN GENERALISEE A DES FILS DE FORME QUELCONQUE.

VI - CONCLUSION.

PRESENTATION DU TRAVAIL.

Première Partie - ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE D'ANTENNES A BRINS SUPPOSES INFINIMENT MINCES.

Deuxième Partie - ANTENNES INDEPENDANTES DE LA FREQUENCE DU TYPE CONIQUE EQUIANGULAIRE MULTIMODES A BRINS "EPAIS".

I - INTRODUCTION.

II - COMPARAISON DES RESULTATS THEORIQUES DE MEI AVEC DES MESURES EFFECTUEES SUR DES ANTENNES A DEUX ELEMENTS RAYONNANTS.

II.1. - ANTENNE A BRINS"MINCES" CORRESPONDANT A $\theta_0 = 20\ °$, $\mu = 45\ °$, R = 0,6 mm.

II.2. - ANTENNE A BRINS "MINCES" CORRESPONDANT A $\theta_0 = 10\ °$, $\mu = 73\ °$, R = 0,6 mm.

II.3. - ANTENNE A BRINS "EPAIS" CORRESPONDANT A $\theta_0 = 20\ °$, $\mu = 45\ °$, $\delta = 32\ °$.

III - GENERALISATION DE LA THEORIE DE MEI A DES ANTENNES MULTIBRINS-MULTIMODES.

IV - VERIFICATION DE L'ETUDE THEORIQUE PAR COMPARAISON AVEC DES MESURES,EFFECTUEES SUR DES ANTENNES A QUATRE ELEMENTS RAYONNANTS.

IV.1. - RAPPELS.

IV.2. - SYSTEMES D'ALIMENTATION D'UNE ANTENNE A QUATRE BRINS.

IV.2.1. - Alimentation suivant l'axe de l'antenne.

IV.2.2. - Alimentation spéciale pour l'excitation m = 2.

IV.3. - REALISATION DES ANTENNES A BRINS "EPAIS".

IV.3.1. - Procédé de "tourillonnage".

IV.3.2. - Procédé de formage.

IV.4. - VERIFICATION DE L'ETUDE THEORIQUE PAR COMPARAISON AVEC LES RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS SUR UNE ANTENNE A BRINS "MINCES".

IV.4.1. - Distribution de courant.

IV.4.2. - Champ rayonné.

IV.5. - VERIFICATION DE L'ETUDE THEORIQUE PAR COMPARAISON AVEC DES MESURES SUR DES ANTENNES A BRINS "EPAIS".

IV.5.1. - Antenne correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 16 °.

IV.5.1.1. - Excitation m = 1.

IV.5.1.2. - Excitation m = 3.

IV.5.1.3. - Excitation m = 2.

IV.5.1.4. - Antenne chargée.

IV.5.2. - Antenne correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °.

V - EXPLOITATION DU PROGRAMME NUMERIQUE.

V.1. - DESCRIPTION GENERALE.

V.2. - EXEMPLES DE RESULTATS THEORIQUES OBTENUS POUR DES ANTENNES A BRINS "EPAIS".

V.2.1. - Etude en termes de diagramme de Brillouin de la deuxième zone de rayonnement.

V.2.2. - Rayonnement omnidirectionnel.

V.3. - EXEMPLES DE RESULTATS THEORIQUES OBTENUS POUR DES ANTENNES A BRINS "MINCES".

VI - INTERET DES ANTENNES A BRINS "EPAIS".

VI.1. - ETUDE D'UNE ANTENNE "FIL" EN FONCTION DE LA FREQUENCE, EXCITEE EN MODE m=2.

VI.2. - INFLUENCE DE LA LARGEUR ANGULAIRE SUR LA BANDE PASSANTE D'UNE ANTENNE.

VI.3. - INFLUENCE DU CHOIX DE LA LARGEUR ANGULAIRE SUR LES CARACTERISTIQUES DE RAYONNEMENT D'UNE ANTENNE.

VII - CONCLUSION.

Troisième Partie - APPLICATIONS ET EXTENSIONS.

I - INTRODUCTION.

II - ANTENNE OMNIDIRECTIONNELLE A "GRAND GAIN" A TRES LARGE BANDE.

III - ANTENNE DE GONIOMETRIE EN AZIMUT.

IV - ANTENNE DE GONIOMETRIE EN SITE.

V - EXTENSIONS POSSIBLES.

V.1. - Etude de deux antennes à brins "épais" couplées de même axe et de même pôle d'expansion.

V.2. - Antenne indépendante de la fréquence, directive et à grand gain.

VI - CONCLUSION.

C O N C L U S I O N.

A N N E X E .

B I B L I O G R A P H I E .

L I S T E des F I G U R E S .

LISTE DES SYMBOLES

Z_o : Impédance caractéristique du vide.

k_o : Constante de propagation en espace libre.

f : Fréquence.

ω : Pulsation.

λ : Longueur d'onde.

λ_o : Longueur d'onde en espace libre.

N : Nombre de brins.

M : Nombre d'onde azimutal.

m : Indice du mode d'excitation.

$(n,M)^{\frac{L}{R}}$: Indices des modes correspondants aux champs modaux $\vec{F}^{\frac{L}{R}}_{nM}$ de la théorie de LIANG et LO.

θ_o : Demi-angle au sommet du cône.

μ : Angle de la génératrice du cône avec la tangente au brin.

δ : Largeur angulaire d'un brin "épais".

$\vec{r}$: Rayon vecteur le long de la génératrice.

r_o : Module du rayon vecteur le long de la génératrice au point d'alimentation.

$d_o=2r_o \sin \theta_0$: Diamètre de la zone d'alimentation.

L : Longueur du brin.

s : Abscisse curviligne sur le brin.

$a=\sin \theta_0/tg\mu$: Constante de la spirale.

R : Rayon du brin.

τ : Rapport d'ellipticité.

α : Angle d'inclinaison du grand axe de l'ellipse de polarisation par rapport à l'horizon.

R.O.S. : Rapport d'ondes stationnaires.

τ_h : Rapport d'ellipticité dans le plan $\theta = \pi/2$.

$\pm\Delta_\theta$(dB) : Variations maximales de l'amplitude de la composante E_θ du champ rayonné dans le plan horizontal ($\theta = \pi/2$).

$\pm\Delta_\phi$(dB) : Variations maximales de l'amplitude de la composante E_ϕ du champ rayonné dans le plan horizontal ($\theta = \pi/2$).

$\pm\Delta_\theta$ (degrés électriques) : Variations de la phase par rapport à la loi linéaire de la composante E_θ du champ rayonné dans le plan horizontal ($\theta = \pi/2$).

$\pm\Delta_\phi$ (degrés électriques) : Variations de la phase par rapport à la loi linéaire de la composante E_ϕ du champ rayonné dans le plan horizontal ($\theta = \pi/2$).

INTRODUCTION

Depuis une dizaine d'années, les antennes à "très large bande passante" connaissent un grand développement par suite de leurs nombreuses applications notamment en radio-navigation, télécommunications spatiales |50|, contre-mesures |11|,|20| ,|69|, ... Les spirales équiangulaires coniques multibrins, qui sont un cas particulier des antennes log-périodiques, sont le plus couramment utilisées. Leurs éléments rayonnants sont soit des fils, soit des bandes d'épaisseur constante.

- Pour qu'elles soient réellement indépendantes de la fréquence, il est nécessaire de pouvoir les définir uniquement par des angles (ce qui suppose une structure infinie).

- Le but de ce travail est de montrer théoriquement et de vérifier expérimentalement l'influence de l'épaisseur variable des brins rayonnants sur la bande passante de telles antennes.

- Nous avons généralisé la théorie de MEI des antennes à deux brins pour traiter le cas des antennes à brins multiples "épais". Un programme numérique permet de calculer la distribution de courant et toutes les caractéristiques de rayonnement d'antennes de définition géométrique donnée dans la bande de fréquence d'utilisation choisie.

Des interprétations des résultats obtenus sont proposées et un certain nombre d'applications possibles dégagées.

G E N E R A L I T E S

Les antennes du type conique équiangulaire appartiennent à la catégorie des antennes à ondes progressives.

I - CARACTERISTIQUES GENERALES DES ANTENNES A ONDES PROGRESSIVES. |7|, |8|.

En considérant les antennes à ondes progressives, non du point de vue habituel de leur type (c'est-à-dire de leurs caractéristiques électriques), mais du point de vue des caractéristiques des modes qui peuvent se propager le long de leur structure, HESSEL |30| les sépare en antennes dont la structure est du type "uniforme ouvert" et en antennes dont la structure est du type "chargé" (habituellement périodiquement).

I.1. - STRUCTURE UNIFORME OUVERTE (pp. 155-184 réf. |8|)

I.1.1. - Rappel sur les structures uniformes "fermées".

Parce que la section du "guide de l'onde" est finie, le champ de pulsation harmonique du temps ω peut être décomposé en une série complète de modes discrets, propres, chacun d'eux étant caractérisé par une constante de propagation k_z ($o\vec{z}$ étant l'axe de la structure). Ces modes satisfont individuellement aux conditions aux limites et possèdent certaines propriétés d'orthogonalité (modes TE et TM). La constante de propagation modale k_z est déterminée par la relation de dispersion

$D(k_z, k_o) = 0$ entre k_z, k_o et les paramètres physiques du guide.

Il n'y a pas de fuite possible de l'énergie guidée.

I.1.2. - Structures uniformes "ouvertes". (Exemple : un plan excité par une source linéaire).

L'énergie emmagasinée peut "s'échapper" de la structure. Le champ rayonné est représenté par un spectre continu de modes qui se superposent au spectre de modes discrets.

Le spectre discret propre correspond aux diverses ondes de surface portées par la structure. Pour les structures ouvertes, une relation de dispersion donne la constante de propagation k_z des modes propres discrets, comme pour les structures "fermées".

L'ensemble des modes propres et des modes du spectre continu permet de développer le champ d'une structure ouverte. Cependant cette représentation spectrale est souvent lourde, parce que les intégrales provenant de la superposition de la contribution du spectre continu, ne peuvent pas être évaluées de façon simple. Une autre méthode est de considérer le champ à grande distance ; elle tient compte des ondes de fuite et converge beaucoup plus vite dans la mesure où il suffit souvent d'une seule onde de fuite dominante pour décrire convenablement le champ dans la région de rayonnement.

I.2. - STRUCTURE CHARGEE PERIODIQUEMENT. (pp.184-235 réf. [8]).

Les structures chargées périodiquement peuvent être divisées en trois classes suivant le genre du mode de base porté par la structure continue que constituerait l'antenne non chargée par les éléments rayonnants (doublets, fentes, ...etc) :

- mode de base "lent" (vitesse inférieure à celle de la lumière),

- mode de base TEM (vitesse égale à celle de la lumière),
- mode de base "rapide" (vitesse supérieure à celle de la lumière).

Aux fréquences basses de fonctionnement, c'est-à-dire pour lesquelles la période d de la structure est inférieure à la demi-longueur d'onde ($d < \lambda/2$), les structures périodiquement chargées à modes de base "lent" et TEM supportent des ondes de surface. Aux fréquences élevées ($d > \lambda/2$), ces mêmes structures vont donner des ondes de fuite.

Généralement, on classe les antennes à structure chargée périodiquement en quatre catégories principales :

- *Les antennes à onde de fuite :*

Le rayonnement se fait de façon continue, sur toute leur longueur, et la structure porte une onde qui se propage à une vitesse supérieure à celle de la lumière. (Exemples: guide à "trous" et antenne à grille inductive). La bande passante est étroite.

- *Les antennes à onde de surface :*

Le rayonnement ne se fait généralement qu'au point d'alimentation et à leur autre extrémité ; l'onde se propage entre ces deux points de la structure, à une vitesse inférieure à celle de la lumière. (Exemples : Yagi, antenne cigare, rouleau de diélectrique chargé de doublets...). La bande passante est étroite [56], [66].

- *Les antennes log-périodiques :*

L'onde qui se propage sur la structure est lente au voisinage du point d'alimentation et devient une onde rapide à rayonnement arrière dans la région active de l'antenne [9] ,[51] et [63] . La bande passante est large.

- *Les antennes réseaux excitées en onde progressive :*

Il s'agit de réseaux d'éléments discrets alimentés en onde

progressive, exemples : guide d'onde portant des fentes périodiquement espacées |71|, antenne réseau à balayage |4|. Les ondes qu'elles portent ont une vitesse supérieure à celle de la lumière |71| ou inférieure |4|. La bande passante est étroite.

I.3. - CARACTERISTIQUES GENERALES DES ONDES GUIDEES SUR DES STRUCTURES A ONDES PROGRESSIVES PERIODIQUEMENT CHARGEES.

I.3.1. - Théorème de Floquet.

Les ondes guidées, qui se propagent le long d'une structure admettant une période d le long de son axe $\vec{Oz}$, obéissent au théorème de Floquet :

Le champ électromagnétique, fonction harmonique du temps de pulsation ω, $\vec{\psi}(x,y,z)$ d'un mode propre guidé le long d'une telle structure peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{\psi}(x,y,z) = \exp(jk_{z_o} z).\ \vec{P}(x,y,z)$$

la fonction vectorielle P satisfaisant $\vec{P}(x,y,z+d) = \vec{P}(x,y,z)$, k_{z_o} étant la constante de propagation généralement complexe: $k_{z_o} = \beta_o + j\alpha$, où β_o et α sont les constantes linéiques de phase et d'atténuation.

Ce théorème permet une détermination unique du champ d'une onde guidée en tout point d'une structure périodique infinie à partir de la seule connaissance de la distribution du champ à l'intérieur d'une période.

I.3.2. - Développement en harmoniques d'espace |29|.

La fonction vectorielle périodique P peut être développée en série de Fourier sous la forme :

$$\vec{P}(x,y,z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \vec{a}_n(x,y) \quad \exp\left[j\,\frac{2\pi}{d}\,nz\right]$$

D'où :

$$\vec{\psi}(x,y,z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \vec{a}_n(x,y) \exp\left[j\, k_{zn}\, z\right]$$

avec $k_{zn} = k_{z_o} + \frac{2\pi}{d} n, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$

$$k_{zn} = \beta_n + j\,\alpha = \beta_0 + \frac{2\pi}{d} n + j\,\alpha$$

Ce développement indique que le champ d'un mode propre d'une structure périodique le long de son axe est exprimable sous forme d'une série d'ondes progressives de la forme : $\vec{a}_n(x,y) \exp(jk_{zn}\, z)$ appelée harmoniques d'espace.

De la propriété de convergence des séries de Fourier, il résulte que $|\vec{a}_n|$ décroît quand n tend vers plus ou moins l'infini. Très souvent, un seul harmonique d'espace dominant, $n = 0$, est suffisant pour décrire d'une manière adéquate le champ. Mais un seul harmonique d'espace ne satisfait pas aux conditions aux limites imposées par la structure et par conséquent, ne constitue pas, à lui tout seul, un mode propre. Ce dernier étant représenté par un agrégat de tous les harmoniques d'espace.

Les antennes log-périodiques sont des antennes à ondes progressives guidées, à structure périodiquement chargée, avec une périodicité variable [45] ; les antennes spirales logarithmiques ou équiangulaires en sont un cas particulier [2].

II - GENERALIIES SUR LES ANTENNES SPIRALES LOGARITHMIQUES OU EQUIANGULAIRES |21|, |22|, |53|.

Dans les antennes à très large bande passante* on distingue généralement les antennes log-périodiques et les antennes spirales-équiangulaires. En réalité, on peut considérer qu'elles sont toutes à périodicité logarithmique ; elles sont constituées, en effet, par des structures géométriques qui se répètent, de façon cyclique, avec un pas logarithmique. Leurs caractéristiques électriques sont des fonctions périodiques du logarithme de la fréquence.

Les antennes spirales équiangulaires se différencient parce qu'elles sont *toujours* superposables à leur réduction homothétique (quel que soit le rapport) moyennant une rotation angulaire. En effet, ces dernières,dont la structure est entièrement définie par des angles, ont des caractéristiques de rayonnement qui sont identiques à une rotation près, autour de l'axe de l'antenne, dans une bande de fréquence limitée seulement pour la plus haute par les dimensions de la zone d'excitation, pour la plus basse par la longueur des éléments rayonnants. Si de plus ce rayonnement présente une symétrie de révolution, il reste complètement indépendant de la fréquence.

Une caractéristique de base liée à la périodicité logarithmique est le phénomène dit de "rotation de phase" |2|, qui peut s'exprimer

---

Dans ce qui suit, nous appellerons largeur de bande d'une antenne la "largeur de bande de rayonnement", c'est-à-dire l'intervalle de fréquence dans lequel certaines caractéristiques utiles du rayonnement restent dans des limites précisées dans chaque cas.

de la façon suivante : pour un angle de site θ constant, la variation de phase, à fréquence donnée, du champ à grande distance est une fonction linéaire du logarithmique de l'échelle de construction de l'antenne. Comme de plus, pour les antennes spirales équiangulaires, une rotation correspond à une homothétie, la phase du champ rayonné varie proportionnellement à l'angle de rotation. Notons, à ce propos, qu'elles permettent d'obtenir une variation de phase par simple rotation de l'aérien *quelle que soit la fréquence*. Le sens de la polarisation ne dépend que de celui de l'enroulement de la spirale sur la structure. La surface, supposée infinie de l'antenne, divise l'espace en deux parties dans lesquelles la polarisation du champ rayonné est inverse. En effet, dans une partie, la rotation correspond à une dilatation, donc à une augmentation apparente de la fréquence, et dans l'autre, elle correspond à une contraction, donc à une réduction apparente de la fréquence. Dans ces conditions, la continuité du champ rayonné suppose un rayonnement nul dans toutes les directions qui seraient occupées par l'antenne infinie [35].

Remarque – La définition de la polarisation est celle de la convention IRE standart [26].

A ce propos, il est bon de remarquer qu'une structure parcourue par une onde progressive à partir de son point d'excitation et qui rayonnerait un champ polarisé "main-gauche" dans la direction de son axe, donnerait un champ polarisé "main-droite" si elle était parcourue par une onde se propageant, par exemple après réflexion aux extrémités, en sens inverse de l'onde incidente.

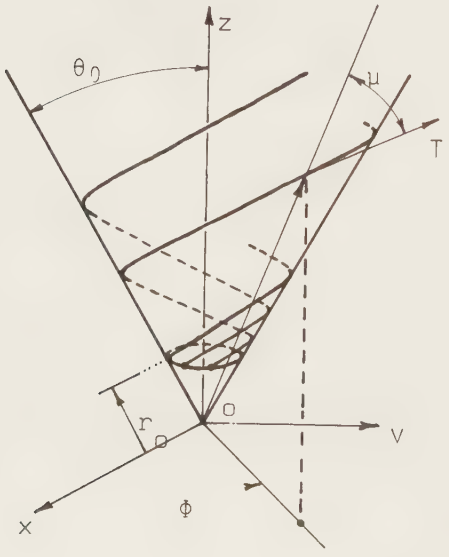
III - GENERALITES SUR LES ANTENNES SPIRALES LOGARITHMIQUES A BRINS MULTIPLES |10|, |11|, |26|, |57|.

Elles peuvent travailler simultanément suivant N-1 modes m d'excitation *indépendants et symétriques*, le $N^{ème}$ mode symétrique ne correspondant pas à une réalité physique, si ce n'est de porter les N conducteurs à un certain potentiel. Si maintenant, un des conducteurs joue le rôle de masse, donc considéré comme au potentiel zéro, on peut avoir un seul mode *asymétrique*.

Nous nous intéressons seulement ici aux antennes à modes d'excitation symétriques.

III.1. - GEOMETRIE DE LA STRUCTURE.

La géométrie d'une antenne spirale logarithmique *symétrique* à N brins (N = 2, 4 ...), supposés d'abord, par souci de simplification, infiniment minces, peut être représentée par la figure ci-contre.



Dans cette figure θ_0 désigne le demi-angle du cône support ($0 < \theta_0 \leq \frac{\pi}{2}$). Ce cône de sommet O, a son axe $\vec{oz}$ dirigé dans le sens d'expansion de la structure. Les N brins de la spirale ont un angle d'enroulement μ défini comme l'angle de la tangente au brin avec la génératrice. Les coordonnées sphériques d'un point sur la spirale sont (r, θ_0, Φ).

Les N brins sont disposés régulièrement autour de l'axe ; l'antenne possède donc une symétrie d'ordre N, c'est-à-dire qu'une rotation d'un angle $2\pi/N$ autour de l'axe laisse la structure invariante.

La géométrie du $K^{ème}$ brin est donnée par la formule

$$r_K = r_o . \exp a \left(\Phi - \frac{2\pi K}{N}\right)$$

où a est la constante de la spirale, $a = \frac{\sin \theta_0}{\operatorname{tg} \mu}$, K = 1, 2, 3,...N, le Nème brin étant pris comme référence. L'excitation des N brins se fait sur un cercle de rayon ($r_o \sin \theta_0$) faible devant la longueur d'onde

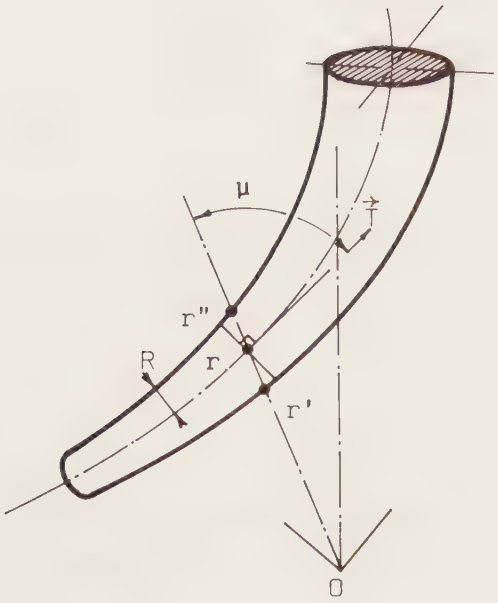
$$\frac{d_o}{\lambda} < 0{,}1, \quad \text{avec} \quad d_o = 2r_o \sin \theta_0$$

La longueur L d'un brin est :

$$L = (r - r_o) \frac{1}{\cos \mu}$$

Remarque - On désignera dans tout ce qui suit, par antenne à brins "minces", une antenne dont les éléments rayonnants sont des fils de rayon R constant. Si maintenant on fait croître le rayon du brin à partir du pôle d'expansion O proportionnellement au module r du rayon vecteur : R = c r (c constante) on obtient une antenne à brins "épais". Pour ce type d'antenne, on appellera *largeur angulaire* δ, l'angle dont il faut faire tourner la spirale moyenne autour de l'axe du cône pour délimiter le brin rayonnant. Pour les calculs numériques, on prend pour δ la valeur approchée

$$\delta = \frac{1}{a} \operatorname{Log} \left(\frac{\sin\mu + c}{\sin\mu - c}\right)$$



$$R = c\, r$$

$$r' \simeq r\left(1 - \frac{c}{\sin \mu}\right)$$

$$r'' \simeq r\left(1 + \frac{c}{\sin \mu}\right)$$

$$\boxed{r'' = r'\, e^{a\delta}}$$

III.2. - CARACTERISTIQUES GENERALES |10|,|11|,|26|,|57|.

On choisit habituellement comme modes d'excitation indépendants, du fait de la symétrie, ceux dont la phase varie progressivement autour de l'axe. Pour un nombre de brins N, et pour une excitation m, on montre que le vecteur courant I_m^N a pour composante I_{mK}^N, correspondant au K^{ième} brin : exp (+ 2πj Km/N) ; c'est-à-dire que pour chaque séquence m, les courants sur tous les brins ont des amplitudes égales et un certain glissement de phase.

On a ainsi N-1 vecteurs courants indépendants formant une base des excitations possibles, qui satisfont à la condition de conservation des courants : $\sum_{k=1}^{N} I_{mk}^N = 0$; c'est-à-dire que toute combinaison linéaire $I^N = \Sigma_{\ell=1}^{N-1} a_\ell\, I_\ell^N$ de ces vecteurs représentera une excitation possible I^N pour les N brins de l'antenne. Il faut remarquer qu'il n'y a aucune différence entre les excitations m et m + qN, q entier positif, négatif ou nul.

Enfin, le signe de m est lié au sens d'enroulement des spirales , donc ne peut être négligé.

Les solutions de Maxwell en coordonnées sphériques, par

suite de la symétrie, présentent une variation azimutale de la forme : exp (+jmϕ), c'est-à-dire qu'un mode m d'excitation, produit un champ $\vec{F}_m$ qui est la superposition de champs $\vec{\psi}_M$ ayant des nombres d'onde azimutaux M = m + qN.

$$\vec{F}_m = \sum_q C_q \vec{\psi}_{m+qN} \qquad q = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \ldots$$

Une excitation générale I^N produira donc un champ de la forme :

$$\vec{F} = \sum_{\ell=1}^{N-1} A_\ell \vec{F}_\ell \quad \text{soit}$$

$$\vec{F}(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell=1}^{N-1} A_\ell \sum_q C_q \vec{\psi}_{\ell+qN}(r, \theta, \phi)$$ où les fonctions vectorielles ψ_M avec $M = m + qN$ sont représentées par :

$$\vec{\psi}_M (r, \theta, \phi) = \exp(+jM\phi)\, \vec{g_M}(r, \theta)$$

Une caractéristique propre aux antennes spirales logarithmiques est la propriété dite de sélectivité des modes M.

Elle est surtout valable dans la région du faisceau principal et varie à des degrés divers avec le nombre de brins N et l'angle d'enroulement. Elle est étroitement liée au phénomène dont nous avons déjà parlé à savoir que le sens d'enroulement des spirales impose la polarisation du champ rayonné, quelque soit le nombre de brins ou l'excitation.

On constate, en effet, pour de telles antennes, que pour un nombre de brins N fixé, et pour une excitation m, un des coefficients C_q du champ $\vec{F}_m = \sum_q C_q \vec{\psi}_{m+qN}$ domine les autres, on obtient donc un champ avec une variation progressive de phase *autour* de l'axe (à r et θ constants).

La règle qui détermine le champ dominant peut être exprimée sous la forme suivante :

Si l'excitation est décrite par un nombre $o < m < N$, pour une antenne spirale logarithmique enroulée "main-gauche" et par un nombre $-N < m < o$, pour une spirale enroulée "main-droite", alors l'excitation m produira un champ prédominant $\vec{F}_m$ polarisé circulairement dans le sens d'enroulement de la spirale.

On constate, enfin, que plus le nombre de brins est élevé, plus le rayonnement est celui du mode dominant.

C O N C L U S I O N -

La plus grande partie des caractéristiques propres aux antennes équiangulaires a été découverte empiriquement et vérifiée en partie expérimentalement.

Quelques justifications théoriques en sont présentées par certains auteurs comme nous le verrons dans l'historique qui suit.

HISTORIQUE

I - INTRODUCTION.

Les antennes spirales logarithmiques, à la fois planes et coniques, ont été développées expérimentalement depuis quelques années par suite de leurs nombreuses applications.|2|, |11|, |12|, |13|, |18|, |22|, |23|, |24|, |25|, |31|, |34|, |35|, |36|, |64|, |65|, |70|.

Leur analyse théorique très complexe est restée longtemps approchée et limitée à des cas particuliers |6|, |10|, |20|, |26|, |40|, |42|, |43|, |46|, |67|, |68|, |69|.

Nous allons donner un aperçu des principales méthodes théoriques ; leurs idées de base, leurs limites éventuelles et leurs résultats essentiels seront présentés.

II - METHODE DE CHEO, RUMSEY et WELCH POUR LES SPIRALES PLANES |8|.

Elle est fondée sur la méthode de résolution des équations de Maxwell proposée par RUMSEY |55| ; ce dernier a introduit une nouvelle approche de résolution des problèmes de conditions aux limites posées par des surfaces planes anisotropes. Il a montré qu'il existe *deux* solutions indépendantes des équations de Maxwell satisfaisant : $\vec{E} = \pm j\, Z_o \vec{H}$, où $\vec{E}$ et $\vec{H}$ sont les vecteurs champs électrique et magnétique, Z_o étant l'impédance caractéristique du vide. Une solution générale est une combinaison linéaire de ces deux solutions. Ces dernières sont orthogonales et chacune d'elles peut être convenablement exprimée au moyen d'un simple scalaire. La méthode conduit à des ondes de surface polarisées circulairement se propageant le long de lames anisotropes parfaitement conductrices dans une direction tangentielle et parfaitement "transparentes" dans la direction tangentielle orthogonale.

La méthode de résolution proposée par RUMSEY peut être grossièrement décrite comme une décomposition du champ en deux parties à polarisation circulaire : l'une droite, l'autre gauche. Pour comprendre comment cette méthode peut être considérée comme équivalente à la méthode habituelle de résolution des équations de Maxwell en ondes TE et TM, considérons une direction $\vec{r}$ de référence, alors $E_r = 0$ pour l'onde TE et $H_r = 0$ pour l'onde TM. Donc les ondes TE et TM pourraient être considérées comme créées respectivement par des doublets magnétiques ($E_r = 0$) et électriques ($H_r = 0$), d'axe commun $\vec{r}$.

De ce point de vue, on pourra considérer les parties polarisées circulairement comme créées par des "doublets"d'axe $\vec{r}$ polarisés circulairement droit et gauche, un tel doublet étant constitué par une combinaison de doublets électriques et magnétiques convenablement choisis.

CHEO, RUMSEY et WELCH ont appliqué cette technique pour obtenir une solution au problème des conditions aux limites associées aux spirales planes. Leur géométrie d'antenne prenait la forme d'une lame anisotrope, parfaitement conductrice le long des spirales.

Cependant, la variation azimutale des champs en exp (± jmϕ), m entier positif, les contraint au choix de la solution $\vec{E} = + j Z_o \vec{H}$ dans la région au dessus de la surface de la spirale, et $\vec{E} = - j Z_o \vec{H}$ au-dessous. On retrouve ici le fait que la polarisation est imposée par le sens de rotation de la spirale.

Ils montrent que la propagation du courant le long de la structure se fait avec une vitesse de phase proche de celle de la lumière, indépendamment de la constante de la spirale, et que l'atténuation du courant est d'autant plus forte que la spirale est plus serrée. Ces résultats ont été depuis,souvent retrouvés. |25|, |27|, |43|, |47|, |64|, |67|.

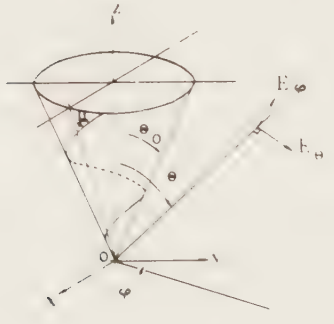
Avec des améliorations, cette méthode a été utilisée par d'autres auteurs, BERNARD et ISHIMARU, LAXPATI et MITTRA |40|, pour résoudre les problèmes des antennes excitées par des doublets ou par des fentes.

III - METHODE DE MITTRA et KLOCK [46].

C'est l'analyse théorique d'une antenne spirale logarithmique conique, à deux éléments rayonnants, d'angle de cône arbitraire, sur la base du diagramme de Brillouin d'une structure hélicoïdale bifilaire à rayonnement arrière, l'antenne en hélice étant la version uniforme de l'antenne spirale logarithmique [39].

Notons que cette méthode, dite des perturbations, est analogue à celle utilisée par MITTRA et JONES [45] qui déduisent l'analyse des antennes log-périodiques dipolaires, de l'étude plus simple d'un réseau de doublets périodiquement espacés.

Elle consiste à découper l'antenne conique équiangulaire d'axe $\overrightarrow{Oz}$ en petits éléments de longueur Δz dans chacun desquels l'antenne spirale à deux brins sera assimilée à une hélice bifilaire de section uniforme.



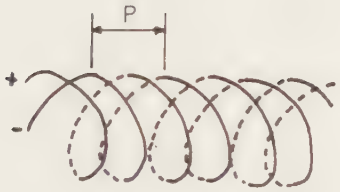
Pour celle-ci, on montre que les champs électromagnétiques des ondes guidées par la structure peuvent être dérivés d'une fonction scalaire ψ qui admet la représentation de Floquet. En coordonnées cylindriques (ρ, ϕ, z) on a :

$$\psi(\rho, \phi, z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n \begin{Bmatrix} I_n(\tau_n\, o) \\ K_n(\tau_n\, \rho) \end{Bmatrix} e^{jn\phi}\, e^{-jk_{zn} z}$$

$$\tau_n^2 = k_{zn}^2 - k_o^2$$

$$k_{zn} = k_{zo} + \frac{2\pi}{p} n$$

$n = \pm 1, \pm 3, \pm 5 \ldots$, c'est-à-dire impair par suite de la symétrie d'alimentation.



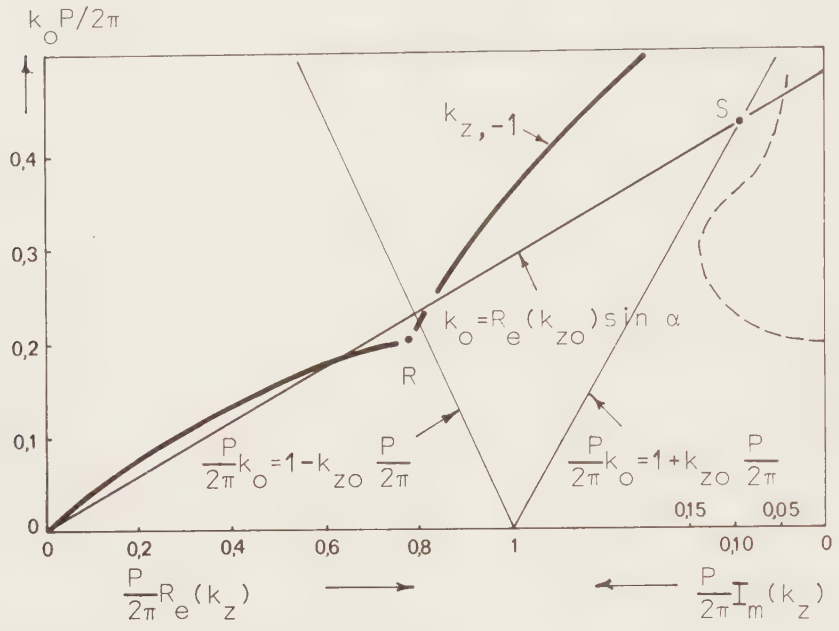
k_{zo} étant la constante de propagation axiale et P le pas de l'hélice, lié à l'angle α d'inclinaison par la relation $P = 2\pi a \operatorname{tg} \alpha$.

a_n sont les amplitudes des harmoniques d'espace, I_n et K_n sont les fonctions de Bessel modifiées qui donnent les variations radiales pour les régions respectivement intérieures ($\rho < a$) et extérieures ($\rho > a$) à l'hélice de rayon a.

L'application des conditions de continuité conduit à une expression de l'équation de dispersion $D(k_z, k_o)=0$ qui admet pour k_z des solutions réelles ou complexes ; les solutions complexes permettent d'expliquer le rayonnement.

En effet le diagramme de Brillouin d'une hélice bifilaire, tracé seulement pour le mode dominant M_1 correspondant à l'har-

monique : n = -1 ($k_{z,-1}$) prend la forme ci-dessous : (ex. pour $\alpha=17°$)



Pour les valeurs de $k_o P$ faibles, $k_{z,-1}$ est réel, on se trouve dans une région d'ondes lentes. Au delà du point R, on entre dans une région d'ondes rapides (zone visible du diagramme de Brillouin), $k_{z,-1}$ est complexe.

$$k_z = R_e(k_z) + j\, I_m(k_z)$$

La structure rayonne dans presque toute la zone visible comprise entre les deux droites à 45 degrés représentant les directions de rayonnement, respectivement arrière et avant.

- Pour une section Δz de découpage de la structure conique équiangulaire, on peut, à partir du diagramme ($k_z P$, $k_o P$) déterminé par la structure hélicoïdale uniforme correspondante, obtenir le $k_z P$ local pour le $k_o P$ local ; $k_z P$ varie tout le long de la structure en raison de l'extension de celle-ci le long de son axe.

- Pour une structure uniforme périodique, si I_{i-1} désigne

le courant au point A de celle-ci, le courant I_i en un point B distant d'une période s'en déduit par la relation :

$$I_i = I_{i-1} \exp \left[-j\, k_z\, (z_i - z_{i-1}) \right]$$

Si la structure est log-périodique, k_z varie quand on passe d'une cellule à l'autre, et de proche en proche, on peut en déduire le courant le long des éléments rayonnants :

$$I(z_i) = I(z_o) \exp \left[-j \sum_{q=1}^{i} k_z\, (z_q - z_{q-1}) \right]$$

$k_z(z)$ étant obtenu à partir du diagramme (k_z, k_o).

Une amélioration de cette méthode en ce qui concerne le calcul du courant, consiste à faire un découpage de la structure suffisamment petit et d'écrire le courant sous la forme presque continue :

$$I(z) = I(o) \exp \left[-j \int_o^z k_z(\xi)\, d\xi \right]$$

Si de plus la structure est considérée comme une ligne non uniforme, une bien meilleure approximation du courant est obtenue en utilisant la méthode "WKB" |45| qui consiste à considérer que k_z n'est plus une constante comme dans le cas des structures uniformes, mais une fonction de z. On obtient alors le courant sous la forme :

$$I(z) = I(o) \sqrt{\frac{k_z(o)}{k_z(z)}} \exp \left[-j \int_o^z k_z\, (\xi)\, d\xi \right]$$

C'est cette approximation qui a été employée par les auteurs pour obtenir la loi de décroissance du courant en amplitude et phase.

Les limites d'utilisation d'une telle methode sont de deux sortes :

1 - Elle implique que le diagramme de Brillouin de la structure uniforme correspondante donne des variations de k_z suffisamment régulières.

2 - Elle suppose qu'un seul harmonique d'espace (n = -1) est prépondérant. S'il existe plus d'une onde avec des k_z différents, ayant des amplitudes comparables dans une région donnée de la structure, il faut tenir compte du phénomène de couplage de modes et la méthode n'est plus valable.

Les auteurs font remarquer que le second harmonique d'espace n'a que peu de poids dans le cas des antennes coniques équiangulaires à deux éléments rayonnants ; en réalité les travaux récents de MEI |67| montrent que cela n'est vrai que pour un nombre limité d'antennes de paramètres géométriques bien précis.

En conclusion, la méthode utilisée, bien que limitée donne d'excellents résultats, tant en ce qui concerne la phase que l'amplitude du courant calculé, en comparaison avec des mesures de Mac CLELLAND ou DYSON. La différence apparente observée avec les résultats théoriques de MEI |43| s'explique aisément : en effet, à cette époque, la méthode numérique utilisée par MEI ne permettait de calculer la distribution de courant que sur des antennes de longueur inférieure à quatre longueurs d'onde et de ce fait les oscillations de la courbe présentée sont dues à des réflexions à l'extrémité de l'antenne.

IV - METHODE DE LIANG et LO |42|.

La représentation multipolaire des champs électromagnétiques dus à des sources dans une région limitée, est bien connue.|32|, |49|, |58|. Les solutions des équations d'ondes sont représentées comme une combinaison linéaire de champs multipolaires électriques (TE) et multipolaires magnétiques (TM).

Par analogie avec la représentation de RUMSEY (voir § II), en termes de champs dipolaires polarisés circulairement, les champs sont ici développés en termes multipolaires,polarisés circulairement, la différence étant que la représentation du champ en termes multipolaires est valable dans tout l'espace.

Dans cette théorie, le champ électrique transverse en coordonnées sphériques (r,θ,ϕ), représenté en termes de multipôles polarisés circulairement, pour une variation harmonique du temps et à grande distance, s'écrit :

$$\vec{E}_t(r,\theta,\phi) = \frac{Z_o}{8\pi r} e^{-jk_o r} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{M=-n}^{+n} (A^L_{nM} \vec{F}^L_{nM} + A^R_{nM} \vec{F}^R_{nM})$$

où Z_o représente l'impédance caractéristique du vide

k_o la constante de propagation en espace libre

$\vec{F}^L_{nM}$ et $\vec{F}^R_{nM}$ sont les champs modaux polarisés circulairement respectivement gauche et droite ; ils varient avec ϕ selon la loi $e^{jM\phi}$ et avec θ selon les fonctions de Legendre et leurs dérivées. Les coefficients multipolaires sont :

$$A^{R,L}_{nM} = (j)^{n+1} \sqrt{\frac{4\pi(2n+1)}{Z_o n(n+1)}} \left(A^{elect.}_{nM} \pm j\, A^{magnet.}_{nM} \right)$$

$A^{elect.}_{nM}$ $A^{magnet.}_{nM}$ étant respectivement les coefficients multipolaires des modes TE et TM, n et M sont les indices des polynômes de Legendre associés.

Les coefficients multipolaires A^{R}_{nM} et A^{L}_{nM} sont calculés pour une antenne conique équiangulaire à N brins, alimentée suivant le mode d'excitation m, en supposant connue la loi de distribution de courant le long des éléments rayonnants. Ces coefficients sont nuls sauf pour :

$$\frac{M-m}{N} = q \qquad \text{(q entier positif, négatif ou nul)}$$

En d'autres termes, on retrouve ici le fait qu'une antenne spirale logarithmique à N brins et excitée selon un mode m, ne peut porter que des modes d'indice :

$$M = q\,N + m, \qquad q = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots$$

et que par conséquent, les indices des modes M sont d'autant plus écartés que N est grand. On peut donc supposer que les modes dominants auront un effet d'autant plus grand sur le rayonnement que le nombre de brins sera élevé.

De plus, si l'on suppose fixé le sens d'enroulement des brins (par exemple une antenne polarisée "main gauche"), l'excitation m et le nombre de brins N, on montre que les coefficients multipolaires A^{L}_{nM} prédominent ; on retrouve ici le fait que la polarisation du champ rayonné est étroitement liée au sens d'enroulement de la spirale.

Enfin, on montre qu'un petit nombre de modes dominants (n, M) suffisent à décrire la majeure partie des caractéristiques du rayonnement. Les champs modaux de base pour des antennes 2 et 4

spirales sont reportés dans le tableau ci-dessous.

Enroulement "main gauche"				POLARISATION MAIN GAUCHE			POLARISATION MAIN DROITE		
N	m	M \ n		1	2	3	1	2	3
2	1	-1							
		1							
3	2	-1							
		2							
3	1	-2							
		1							
4	3	-1							
		3							
4	2	-2							
		2							
4	1	-3							
		1							
N	-m	-M \ n		1	2	3	1	2	3
Enroulement "main droite"				POLARISATION MAIN DROITE			POLARISATION MAIN GAUCHE		

N nombre total de brins

m indice d'excitation

$(n,M)^{L}_{R}$ indices de modes

Pour une antenne à deux spirales enroulées "main gauche" et excitée en mode m = 1, on voit, par exemple, que sont prédominants, par valeurs décroissantes, les champs modaux*$(n,M)^{L}$ suivants :

$$(1, -1)^{L};\ (2, -1)^{L};\ (3, -1)^{L};\ (1,1)^{L};\ (2,1)^{L};\ (3,1)^{L};$$

les champs modaux $(n,M)^{R}$ étant toujours très faibles.

Les conclusions principales de ces travaux sont les suivantes :

1 - Pour un mode dominant M, les contributions respectives des champs modaux L ou R dépendent de l'angle du cône et du sens d'enroulement des brins.

2 - Pour un type de polarisation donné à M fixé, le poids des différents champs modaux $(n, M)^{\overset{L}{R}}$ dépend :

- de l'angle d'enroulement,
- des limites extrêmes de l'antenne,
- de la distribution du courant.

---

*Par souci de simplification, nous désignerons dans tout ce qui suit les champs modaux $\vec{F}^{\overset{L}{R}}_{nM}$ par leurs indices de mode $(n,M)^{\overset{L}{R}}$.

V - METHODE DE MEI |43|.

Elle consiste à rechercher une équation intégrale permettant de calculer numériquement la distribution du courant le long de la structure rayonnante ; le champ électromagnétique est alors obtenu au moyen du potentiel vecteur de Lorentz.

Une telle équation a été établie par HALLEN |28|, |37| pour une antenne cylindrique. Bien que très connue, nous la rappellerons ici, car ses conditions de validité seront supposées réalisées dans tous les calculs qui vont suivre.

V.1. - EQUATION INTEGRALE DE HALLEN.

Pour un doublet cylindrique mince, alimenté symétriquement, de rayon R et de hauteur 2h, l'équation intégrale de Hallen prend la forme :

$$\int_{-h}^{+h} I(z')\, G(z, z')\, dz' = B \cos k_o z - j \frac{2\pi V_o}{Z_o} \sin k_o |z|$$

où Z_o est l'impédance caractéristique du vide

k_o la constante de propagation en espace libre

V_o la tension d'alimentation, considérée comme une coupure de potentiel scalaire ϕ (z), au centre de l'antenne supposée symétrique :

$$V_o = \phi(0^+) - \phi(0^-)$$

On a ainsi une alimentation du type "slice generator", habituellement utilisée pour s'affranchir du couplage avec la ligne d'alimentation. B est une constante déterminée par les conditions aux limites.

Le conducteur est supposé parfait.

Il doit être suffisamment mince : $(R \ll h\ ;\ k_o R \ll 1)$ pour que la densité de courant $J(z')$ puisse être considérée comme uniforme sur la périphérie et remplacée par un courant total supposé axial.

$$I(z') = 2\pi R J(z')$$

On montre |1|, |38| que si $k_o R \leq 0{,}2$ le noyau exact de l'intégrale

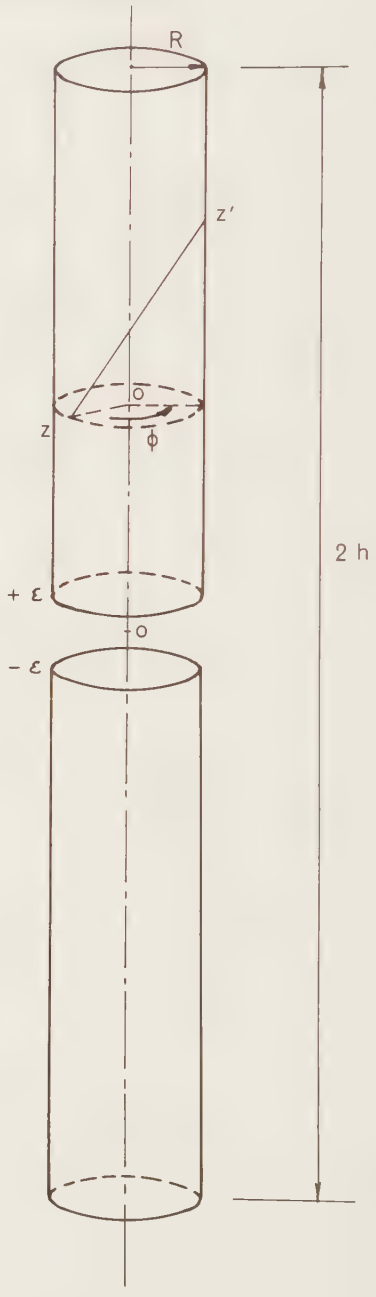
$$G(z,z') = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{e^{-jk_o D(z,z',\phi)}}{D(z,z',\phi)}\, d\phi$$

avec $D(z,z',\phi) = \sqrt{(z-z')^2 + 4R^2 \sin^2(\phi/2)}$

peut être approché par l'expression :

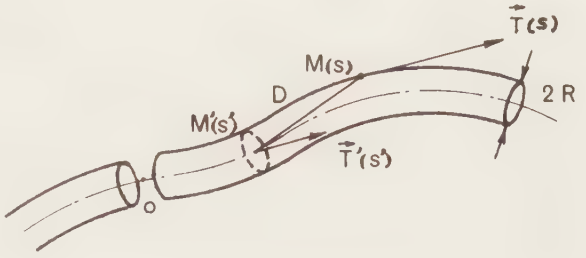
$$G(z,z') = \frac{e^{-jk_o D(z,z')}}{D(z,z')}$$

avec $D(z,z') = \sqrt{(z-z')^2 + R^2}$



V.2. - EQUATION INTEGRALE DE HALLEN GENERALISEE A DES FILS DE FORME QUELCONQUE.

On considère une antenne cylindrique de courbure faible, de rayon R, de longueur 2 L, alimentée en son centre O, et un système de coordonnées curvilignes cylindriques défini par la tangente, la normale principale et la binormale en un point s' de la ligne moyenne (voir figure ci-contre) où se trouve supposé localisé le courant total I (s'), toujours dans l'hypothèse des antennes à fils minces.



Soient s, l'abscisse curviligne en un point M (s) de la surface, $\vec{T}$ le vecteur unitaire tangent en ce point, $\vec{T}'$ le vecteur unitaire tangent au point M' (s') de la ligne moyenne ; dans les conditions d'applications déjà définies pour le doublet cylindrique, à savoir : conducteur parfait et fils minces, MEI a généralisé l'équation intégrale de HALLEN sous la forme :

$$\int_{2L} I(s')\ \pi(s,s')\ ds' = B \cos k_o\, s - j\,\frac{2\pi V_o}{Z_o} \sin k_o\, |s|$$

où $\pi(s,s')$ est une fonction complexe de G (s,s') et de ses dérivées partielles par rapport à s et s' avec :

$$G(s,s') = \frac{e^{-jk_o D(s,s')}}{D(s,s')} \qquad D(s,s') = \sqrt{|\overrightarrow{M\,M'}|^2 + R^2}$$

Cette méthode a été d'abord utilisée avec succès pour le calcul de la distribution de courant sur des antennes en forme de boucle |59| et sur des antennes spirales équiangulaires planes.

Il est bon de signaler que la méthode numérique employée

alors ne permettait de traiter que des antennes dont la longueur était inférieure à 4 λ (sur IBM 7094) ce qui est peu pour des antennes spirales en général, lorsque l'on désire couvrir une large bande de fréquences.

Ce n'est qu'en 1967 |67| que MEI et YEH publient une nouvelle technique numérique qui permet de traiter des antennes de longueur supérieure à 10 λ et l'appliquent |68| à la résolution de la distribution de courant le long des éléments rayonnants d'antennes spirales logarithmiques à deux brins "minces" ou "épais". Les auteurs donnent également les lois générales en fonction de leurs paramètres géométriques de définition, des caractéristiques de rayonnement de quelques unes de ces antennes.

VI - CONCLUSIONS.

Cette brève analyse fait ressortir l'extrême complexité de l'étude théorique de ces antennes. Qu'il s'agisse des méthodes de RUMSEY ou de MITTRA et KLOCK, qui s'attachent à déterminer la distribution de courant, ou de LIANG et LO qui supposent celle-ci connue pour ne s'intéresser qu'aux champs rayonnés, les résultats obtenus sont souvent approchés et s'appliquent à des cas très particuliers.

Par contre, la méthode de MEI et YEH, bien que d'une apparente simplicité, est extrêmement précise ; elle tient compte du couplage entre les éléments de la structure pour calculer le courant et donne d'excellents résultats théoriques.

Elle nécessite, bien sûr, l'emploi de calculateurs numériques de très grosse capacité.

PRESENTATION du TRAVAIL

Ce travail est une contribution à l'étude des antennes coniques équiangulaires multibrins, multimodes.

C'est un travail d'équipe qui a été réalisé en deux étapes :

1° - Etude approchée des antennes à brins supposés infiniment "minces".

2° - Etude des antennes à brins "épais".

La première partie a fait l'objet d'une publication complète en 1968 [20] et nous n'en donnerons que les conclusions essentielles qui nous ont amené à la seconde étude.

La deuxième partie constitue pratiquement la totalité des travaux présentés dans ce mémoire.

Dans la troisième partie, nous présentons quelques applications d'antennes à brins "épais" déjà réalisées ou en cours d'étude, ainsi qu'une extension possible de la méthode théorique.

Qu'il me soit permis de remercier plus particulièrement ici M. POEY [48] qui a grandement contribué à la première partie, en réalisant le système d'alimentation des antennes construites au laboratoire et MM. BEAULIEU, JOLIFF, LEBLOND, LORIG et MOCHE [47] qui m'ont été d'une aide précieuse.

Première Partie

ETUDES THEORIQUE ET EXPERIMENTALE D'ANTENNES A BRINS SUPPOSES INFINIMENT MINCES

ETUDES THEORIQUE ET EXPERIMENTALE D'ANTENNES A BRINS SUPPOSES INFINIMENT MINCES

- Ce travail commencé en 1965 a été publié sous le titre "Antennes indépendantes de la fréquence" dans les Annales des Télécommunications de novembre-décembre 1968. |20|.

- L'étude avait pour but d'établir une base théorique approchée du rayonnement à grande distance, d'antennes à large bande passante, constituée de brins disposés en spirale sur des surfaces de révolution quelconque. En faisant l'hypothèse d'une onde progressive de courant le long des éléments de la structure, avec une certaine progression de phase et un affaiblissement dû au rayonnement, on calculait numériquement, à l'aide du potentiel vecteur de Lorentz, toutes les caractéristiques du rayonnement à grande distance (amplitude et phase du champ rayonné, polarisation de l'onde émise...) d'antennes de paramètres géométriques donnés. |17|. Il faut noter que la méthode ne tenait pas compte du couplage entre les brins.

- L'hypothèse qui fut à la base de cette première étude, était fondée sur les résultats des travaux alors publiés, notamment ceux de RUMSEY, DYSON |22|, |23|, |24|, |54|, |55| qui laissaient entendre clairement que la connaissance imparfaite du courant n'avait que des effets du second ordre sur le champ à grande distance.

- Nous avons essentiellement appliqué cette théorie à l'étu-

de des antennes multimodes, à quatre brins, enroulés sur surfaces de révolution conique |17|, sphérique et sur paraboloïde |14|.

- L'étude expérimentale |18|, |19| a porté seulement sur les antennes coniques équiangulaires excitées en modes m = 1, m = 2, m = 3 et plus particulièrement sur une antenne dont les éléments rayonnants sont quatre fils de rayon constant R = 0,6 mm, et de pa-

ramètres de définition θ_0 = 20 °, μ = 45 °, a = 0,342. Ils ont été sélectionnés par l'étude théorique parce qu'ils correspondaient, en

particulier, à la meilleure linéarité de la phase du champ rayonné omnidirectionnellement ($\theta = \pi/2$) pour la combinaison de mode d'excitation $\frac{m_1 - m_3}{2}$, source d'une application intéressante (voir § 2.3, p. 319, réf. |20|).

Les résultats obtenus, comparés aux résultats théoriques et étayés par des mesures de courant le long des brins ont mis en évidence une certaine dépendance de la fréquence des caractéristiques de rayonnement que l'on peut attribuer à trois causes, les deux premières étant étroitement liées.

a) Le diamètre des brins est constant : lorsqu'on se déplace le long de la structure, à partir du sommet, le couplage entre les brins diminue : le taux de décroissance des courants (donc le rayonnement) pour un mode m d'excitation donné varie avec la fréquence. Ce phénomène apparaît clairement sur les diagrammes en site qui sont très irréguliers (voir figure 10, réf. |20|) et varient avec la fréquence.

b) Limite physique de l'antenne : elle provoque une dégradation des caractéristiques de rayonnement aux fréquences élevées, due à l'effet des zones secondaires de rayonnement (modes supérieurs M supportés par la structure) qui correspondent à des traînées de courant qui sont coupées aux basses fréquences.

Ce phénomène se fera d'autant moins sentir que les courants décroîtront plus rapidement, d'où le lien avec la première cause.

c) Imperfections de la réalisation mécanique de l'antenne et de son système d'alimentation.

Cette dernière cause qui semble évidente lorsque l'on désire couvrir une large bande de fréquence (plus de deux octaves par exemple) entraîne des dégradations importantes du rayonnement, surtout aux fréquences élevées |15|.

REMARQUE - Pour des antennes à "plaques" (photo ci-contre) d'épaisseur constante, nous avons encore observé ces mêmes phénomènes bien que les résultats soient plus favorables, dans leur ensemble, pour une même excitation et la même bande de fonctionnement (3 - 10 GHz). |16|.

Les paramètres de définition géométrique de cette antenne sont les suivants : θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 45 ° ; e = 7/10 mm (épaisseur constante de la plaque).

Il semble donc que l'épaisseur restant constante tout le long de la structure joue encore un certain rôle dans la dépendance de la fréquence de l'antenne.

C O N C L U S I O N -

Il apparaissait donc nécessaire d'étudier et de réaliser des antennes *entièrement* définies par des angles, c'est-à-dire constituées de brins épais dont la ligne moyenne est une spirale équiangulaire et dont l'épaisseur croît à partir du pôle d'expansion, en l'occurence ici le sommet du cône support.

Le couplage entre les bras de l'antenne est alors constant tout le long de la structure, la loi de décroissance des courants

doit donc être indépendante de la fréquence.

De plus, dans son étude théorique récente |67|, |68| concernant les antennes à deux éléments rayonnants peu "épais" (c'est-à-dire pour lesquelles les paramètres de définition et la largeur angulaire sont tels que soient remplies, dans la zone principale de rayonnement, les conditions dites des antennes à "fils minces"). MEI confirme ce phénomène et souligne déjà l'importance du rôle joué par ce paramètre supplémentaire qu'est la largeur angulaire.

Il était donc logique d'essayer de généraliser à des antennes multibrins (et donc multimodes) cette théorie qui seule permettait de calculer les caractéristiques de rayonnement d'antennes à brins "épais".

Deuxième Partie

ANTENNES INDEPENDANTES DE LA FREQUENCE DU TYPE CONIQUE EQUIANGULAIRE MULTIMODES A BRINS "EPAIS"

I - Introduction.
II - Comparaison des résultats théoriques de MEI avec des mesures effectuées sur des antennes à deux éléments rayonnants.
III - Généralisation de la théorie de MEI à des antennes multibrins-multimodes.
IV - Vérification de l'étude théorique par comparaison avec des mesures effectuées sur des antennes à quatre éléments rayonnants.
V - Exploitation du programme numérique.
VI - Intérêt des antennes à brins "épais".
VII - Conclusion.

I - INTRODUCTION.

Cette seconde partie est en quelque sorte l'aboutissement de l'étude plus générale des antennes du type conique équiangulaire à brins multiples épais |61|, |62|.

Après nous être assurés du bien fondé de la théorie de MEI par quelques travaux expérimentaux sur des antennes à deux éléments rayonnants, nous montrons qu'une généralisation de cette théorie est possible pour des antennes à N brins.

On aboutit à une équation intégrale donnant la distribution du courant qui est résolue numériquement sur ordinateur CII 10.070 ; la technique de résolution numérique est celle proposée par MEI et YEH |72|. Elle a été adaptée à notre problème par Monsieur LE FAOU du centre de calcul de la Faculté que nous remercions vivement ici pour sa collaboration.

Nous présentons une série de vérifications de cette généralisation aussi bien pour des antennes à brins "minces" que pour des antennes à brins "épais".

Le programme de calcul réalisé permet de déterminer toutes les caractéristiques de rayonnement pour diverses valeurs des paramètres de définition d'antenne ; nous en donnons quelques exemples dans des tableaux. Il semble possible d'interpréter une grande partie des résultats obtenus à l'aide des théories antérieures et en particulier celle de LIANG et LO. Enfin nous mettons en évidence l'intérêt des antennes à brins "épais" et présentons un certain nombre d'applications possibles.

II - COMPARAISON DES RESULTATS THEORIQUES DE MEI AVEC DES MESURES EFFECTUEES SUR DES ANTENNES A DEUX ELEMENTS RAYONNANTS.

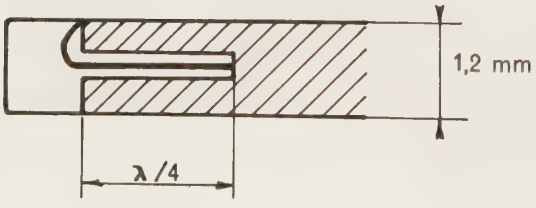
Nous avons pu nous assurer du bien fondé de la théorie de MEI en effectuant des mesures de courant |3|, |52| le long des éléments rayonnants de deux antennes à brins "minces" et d'une antenne à brins "épais". Ces mesures ont été effectuées à l'aide de deux types de"sondes" :

- Une boucle de très faible dimension destinée à mesurer l'amplitude et la phase du champ magnétique de proximité, proportionnel à la densité de courant.

- D'un doublet électrique constitué par les connections rectilignes d'un cristal détecteur miniaturisé et destiné à mesurer l'amplitude du champ électrique de proximité.

II.1. - ANTENNE A BRIN "MINCE" CORRESPONDANT A θ_0 = 20 °, μ = 45 °, R = 0,6 mm, L = 25 cm, r_a = 0,5 cm.

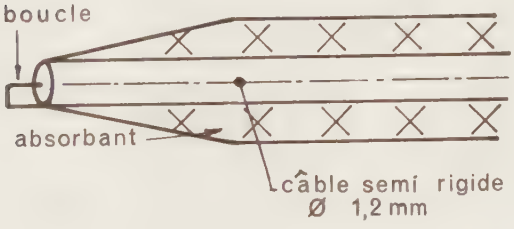
La même antenne, à quatre brins, a fait l'objet d'une étude expérimentale dans la première partie de notre travail |20|. La sonde utilisée |33| était une boucle de dimensions approximatives (1,2 × 2) mm^2, disposée à l'extrémité d'un cable semi-rigide coaxial de diamètre 1,2 mm, fendu sur une longueur de $\lambda/4$ (λ : longueur d'onde de travail), afin de réaliser un passage asymétrique-symétrique.



Remarquons qu'un tel symétriseur n'empêche en rien la gaine extérieure du cable d'être parcourue par un courant perturbant la mesure. La figure 1 représente la distribution de l'amplitude (dB) du courant en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) pour les fréquences (4,775), (6,5) et (8,5) GHz. Le courant théorique, déduit de la théorie de MEI, est calculé sur une structure suffisamment longue afin de s'affranchir des effets d'extrémité. On constate que la coïncidence entre la théorie et l'expérience est relativement bonne aux fréquences basses si l'on tient compte des oscillations *certaines* obtenues par réflexion aux extrémités d'une antenne aussi courte. Les mesures se dégradent lorsque la fréquence augmente : cela provient du dispositif de mesure. En effet la sonde qui n'est plus petite par rapport à λ perturbe le champ.

II.2. - ANTENNE A BRINS "MINCES" CORRESPONDANT A θ_0 = 10 °, μ = 73 °, R = 0,6 mm, L = 1 m, r_0 = 2 cm.

L'étude de cette antenne a fait l'objet d'une thèse de 3ème cycle [47]. Afin d'éviter les perturbations introduites par les courants induits sur le câble portant la boucle de mesure, nous avions recouvert celui-ci d'absorbant, selon le schéma ci-contre.



Les figures 2, 3 et 4 représentent la comparaison théorique et expérimentale de la distribution du courant (amplitude relative et phase) et du rayonnement dans deux plans de

site $\phi = 0°$ et $\phi = 90°$, pour les fréquences de 2, 3 et 4,5 GHz. Pour le courant, sont respectivement tracées : la courbe déduite de la théorie de MEI (amplitude relative et phase du courant), l'amplitude et la phase du champ magnétique mesuré et l'amplitude relative du champ électrique mesuré.

La coïncidence des courbes est bonne, en particulier, l'antenne étant alimentée suffisamment près de son sommet, on observe le début du palier correspondant à la zone d'établissement du courant, ce qui est une caractéristique des antennes à brins "minces" [67]. L'onde de courant se propage avec une vitesse proche de celle de la lumière, elle est progressive et par conséquent la mesure de $\vec{E}$, comme celle de $\vec{H}$, est proportionnelle au courant sur le brin.

Pour les composantes E_θ et E_ϕ du champ électromagnétique rayonné à grande distance, on donne le gain isotrope mesuré, comparé aux gains théoriques dans les plans $\phi = 0°$ et $\phi = 90°$. En dehors de la zone cachée de l'antenne, les courbes coïncident bien.

II.3. - ANTENNE A BRINS "EPAIS" CORRESPONDANT A $\theta_0 = 20°$, $\mu = 45°$, $\delta = 32°$, $L = 24$ cm, $r_0 = 0{,}5$ cm.

La figure 5 représente la distribution théorique (amplitude et phase) du courant comparée aux résultats expérimentaux obtenus sur une telle antenne à *deux* brins "épais" pour les fréquences 5 et 6 GHz.

On mesure directement la densité de courant surfacique. Sous réserve que celle-ci soit uniforme, sur la section du brin, on aura le courant total circulant sur le brin en intégrant la densité sur la périphérie.

On constate une remontée des points de mesure au niveau de la fin de l'antenne, surtout pour la fréquence 6 GHz. A cette fréquence la sonde fonctionne mal et il est probable que les extrémités des brins rayonnent.

La comparaison des phases théorique et expérimentale est également présentée.

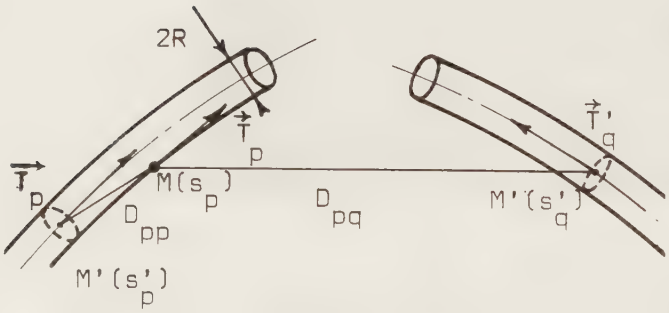
En conclusion, on peut dire que ces vérifications expérimentales sont suffisantes pour justifier la théorie de MEI et la technique numérique de YEH. Elles montrent, en retour, que les mesures de courant sur des antennes à brins "épais" sont délicates et nous ne les avons pas poursuivies pour de telles antennes à plus de deux brins.

III - GENERALISATION DE LA THEORIE DE MEI A DES ANTENNES MULTIBRINS-MULTIMODES.

Nous allons montrer qu'il est possible d'utiliser une méthode similaire à celle proposée par MEI pour obtenir la distribution de courant le long des éléments rayonnants d'une antenne à brins multiples "épais" et à modes d'excitation m symétriques, telle qu'elle a été définie au paragraphe III des généralités (page 9).

Dans ces conditions, on peut grouper les N brins en paires portant des courants d'amplitude égale et de phase opposée, chaque paire constituant un fil unique de longueur $2L_p$ alimenté en son centre (p = 1, 2, 3, ... N/2).

Sur chaque fil d'indice p, on prend un système de coordonnées curvilignes cylindriques, on suppose la courbure faible, et réalisées les conditions dites des "antennes à fils minces".



Considérons par exemple deux fils d'indice p et q (figure ci-contre).

On désigne par s' l'abscisse curviligne en un point M'(s') de la ligne moyenne de chacun des brins où se trouve localisé le courant total I(s'),par $\vec{T}'$ le vecteur unitaire tangent en ce point à la ligne moyenne, par s l'abscisse curviligne en un point M(s) de la surface d'un brin et par $\vec{T}$ le vec-

teur unitaire tangent au brin en ce point.

La composante tangentielle du potentiel vecteur en un point d'abscisse s_p de la surface du pième fil en présence des autres est :

$$A_s(s_p) = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{q=1}^{N/2} \int_{2L_q} I_q(s'_q)\, G(s_p, s'_q)\, \vec{\tau}_p . \vec{\tau}'_q \, ds'_q$$

μ_0 étant la perméabilité du vide, et la fonction G étant définie par :

$$G(s_p, s'_q) = \frac{\exp[-jk_o D(s_p, s'_q)]}{D(s_p, s'_q)}$$

$D(s_p, s'_q)$ étant la distance des points $M(s_p)$ et $M'(s'_q)$.

$$D(s_p, s'_q) = \sqrt{|\vec{r}_p - \vec{r}_q|^2 + R^2}$$

$\vec{r}$ étant le rayon vecteur le long de la génératrice du cône support,
R le rayon du brin.

Le potentiel scalaire en ce même point d'abscisse s_p du couple de brins p est :

$$\phi(s_p) = -\frac{1}{4\pi j\omega\varepsilon_0} \sum_{q=1}^{N/2} \int_{2L_q} \frac{dI_q(s'_q)}{ds'_q} G(s_p, s'_q)\, ds'_q$$

ε_0 étant la permittivité du vide, ω la pulsation de l'excitation.

En intégrant par parties, et en tenant compte du fait que l'on impose un courant nul aux extrémités de chaque brin, on peut encore écrire :

$$\phi(s_p) = \frac{1}{4\pi j\omega\varepsilon_0} \sum_{q=1}^{N/2} \int_{2L_q} I_q(s'_q) \frac{\partial G(s_p, s'_q)}{\partial s'_q} ds'_q$$

Désignons alors par $E_s^i(s_p)$ le champ source correspondant à une excitation du type "slice generator" du fil d'indice p.

En un point M(s) de la surface d'un brin, supposé parfaitement conducteur, la composante tangentielle du champ électrique étant nulle, on a :

$$\left.\begin{aligned} & E_s(s) + E_s^i(s) = 0 \\ \text{où } E_s \text{ est donnée par l'expression bien connue} \quad & \\ & E_s(s) = -\text{grad}_s\, \phi(s) - j\, A_s(s)\omega \end{aligned}\right\} \quad (I)$$

L'introduction des expressions de A_s et de ϕ_s dans les deux équations ci-dessus, conduit à un système d'équations intégro-différentielles, pour le courant qui ne peut être résolu numériquement que par une combinaison de la méthode des équations aux différences et une méthode d'intégration numérique, source de grandes difficultés de convergence.

L'idée essentielle de MEI a été de ramener cette équation à une équation intégrale pure, plus facile à résoudre numériquement, en introduisant une fonction auxiliaire Φ du potentiel scalaire ϕ.

Malgré la complication introduite par les termes de couplage, on peut reprendre cette idée pour l'appliquer à notre problème.

Soit :

$$\Phi(s) = -j\omega\varepsilon_0\mu_0 \int_0^s \phi(\xi)\, d\xi$$

D'où :

$$\Phi(s_p) = -\frac{\mu_0}{4\pi}\sum_{q=1}^{N/2}\int_0^{s_p}\int_{2L_q} I_q(s'_q)\,\frac{\partial G(\xi_p, s'_q)}{\partial s'_q}\,ds'_q\,d\xi_p$$

Notons alors que :

$$\frac{d\Phi(s)}{ds} = -j\omega\varepsilon_0\mu_0\phi(s)$$

et que

$$\frac{d^2\Phi(s)}{ds^2} = -j\omega\varepsilon_0\mu_0\,\frac{d\phi(s)}{ds}$$

d'où compte-tenu de (I) :

$$\frac{d^2\Phi(s_p)}{d\,s_p^2} = -k_0^2\,A_s(s_p) - j\mu_0\omega\varepsilon_0\,E_s^i(s_p) \quad \text{où} \quad k_0^2 = \omega^2\mu_0\varepsilon_0$$

En ajoutant dans les deux membres de l'égalité $k_0^2\Phi(s_p)$, il vient :

$$\boxed{\frac{d^2\Phi(s_p)}{d\,s_p^2} + k_0^2\,\Phi(s_p) = k_0^2\left[\Phi(s_p) - A_s(s_p)\right] - j\mu_0\omega\varepsilon_0.E_s^i(s_p)} \quad \text{(II)}$$

Posons alors :

$$\psi(s_p) = \Phi(s_p) - \int_0^{s_p} k_0\left[\Phi(\xi_p) - A_s(\xi_p)\right]\sin k_0(s_p-\xi_p)\,d\xi_p$$

(II) devient alors : $\dfrac{d^2\psi(s_p)}{d\,s_p^2} + k_0^2\,\psi(s_p) = -j\omega\varepsilon_0\mu_0\,E_s^i(s_p)$

La fonction ψ comme la fonction Φ est continue et nulle au

point zéro par définition. La dérivée est discontinue à l'origine et y admet le même saut que le potentiel scalaire ϕ : $\sigma = - j\omega\mu_0\varepsilon_0 V_0$

Le potentiel scalaire ϕ étant une fonction impaire, ψ est une fonction paire. Dans cette équation, rappelons que E_s^i est un champ fictif introduit par une alimentation du type "slice generator".

On recherche donc une fonction ψ répondant aux conditions suivantes :

- ψ continue et paire
- $\psi(o) = 0$
- $\frac{d\psi}{ds}$ discontinue au point s = 0, le saut en ce point étant :

$\sigma = - j\omega\varepsilon_0\mu_0 V_o$ et vérifiant l'équation différentielle $\frac{d^2\psi(s)}{ds^2} + k_o^2\psi(s)=0$ pour $s < 0$ et $s > 0$. Si maintenant la dérivée seconde $\frac{d^2\psi}{ds^2}$ est prise au sens des distributions [5], le second membre de l'équation devient : $- j\omega\mu_0\varepsilon_0 V_o \delta$, δ étant la distribution de Dirac.

L'équation s'écrit : $$\boxed{\frac{d^2\psi(s)}{ds^2} + k_o^2\psi(s) = - j\omega\varepsilon_0\mu_0 V_o\delta.} \qquad \text{(III)}$$

Remarquons que l'on retrouve ainsi l'écriture anglo-saxonne du "slice generator" appelé encore "delta function generator" : $E_s^i = V_o \delta$.

La solution de l'équation III, compte-tenu des conditions précitées prend la forme :

$$\psi(s) = - j \frac{\omega\mu_0\varepsilon_0}{2k_o} V_o \sin k_o |s|$$

On en déduit la solution de (II) :

$$\Phi(s_p) = - j \frac{\mu_0}{2Z_o} V_p \sin k_o|s_p| + \int_o^{s_p} k_o\left[\Phi(\xi_p) - A_s(\xi_p)\right]\sin k_o(s_p-\xi_p).d\xi_p$$

A_s et Φ étant remplacés par leur valeur, on aboutit au système d'équations :

$$\sum_{q=1}^{N/2} \int_{2L_q} I_q(s'_q)\, \pi(s_p, s'_q)\, ds'_q$$

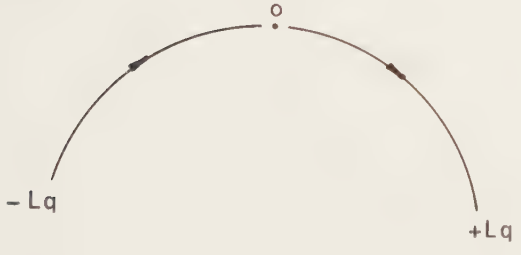
$$= \left[\sum_{q=1}^{N/2} \int_{2L_q} I_q(s'_q) G(0,s'_q)\, \vec{\tau}_{op}.\vec{\tau}'_q\, ds_q\right] \cos k_o s_p - j \frac{2\pi}{Z_o} V_p \sin k_o |s_p|$$

$\vec{\tau}_{op}$ étant le vecteur unitaire tangent au point s = 0, origine des abscisses curvilignes, et point d'alimentation.

On a donc :

$$\sum_{q=1}^{N/2} \int_{2L_q} I_q(s'_q)\, \pi(s_p,s'_q) ds'_q = B_p \cos k_o s_p - j \frac{2\pi}{Z_o} V_p \sin k_o |s_p| \qquad \text{(IV)}$$

$$\pi(s_p,s'_q) = G(s_p,s'_q)\, \vec{\tau}_p.\vec{\tau}'_q - \int_o^{s_p} d\xi_p \left[\frac{\partial G(\xi_p,s'_q)}{\partial \xi_p} \vec{\xi}_p.\vec{\tau}'_q + \frac{\partial G(\xi_p,s'_q)}{\partial s'_q} + G(\xi_p,s'_q) \frac{\partial(\vec{\xi}_p.\vec{\tau}'_q)}{\partial \xi_p}\right] \cos k_o(s_p - \xi_p)$$



Considérons alors le couple de brins q alimentés en O. Conventionnellement, nous prendrons positive l'abscisse curviligne sur le brin (O, L_q) et négative sur le brin $(O, -L_q)$ ce qui revient à orienter le fil $(-L_q, +L_q)$.

Les courants sur chaque brin du même couple étant en opposition

de phase et de même amplitude, on a : $I_q(s'_q) = I_q(-s'_q)$.

De sorte que l'équation IV devient : avec $F(s_p,s'_q)=\pi(s_p,s'_q) + \ldots$

$\ldots \quad \pi(s_p, -s'_q)$

$$\sum_{q=1}^{N/2} \int_0^{L_q} I_q(s'_q)F(s_p,s'_q)ds'_q = B_p \cos k_o s_p - j \frac{2\pi}{Z_o} V_p \sin k_o s_p \qquad (V)$$

En principe, on a à résoudre simultanément un système de N/2 équations de ce type, puisque dans chacune d'elles intervient l'ensemble des courants portés par les N/2 couples de brins. En réalité, compte-tenu de la symétrie géométrique et de la symétrie d'excitation de l'antenne, les courants sont d'amplitude égale et présentent entre eux un déphasage connu.

Rappelons que pour un nombre N de brins et une excitation m, le courant sur le $K^{ième}$ brin peut s'écrire en fonction du courant sur le $N^{ième}$, pris pour référence :

$$I_K = I_N \, e^{+2\pi jKm/N}$$

d'où l'expression de (V):

$$\int_0^L I_p(s') \sum_{q=1}^{N/2} \left[e^{+2\pi j(q-p)m/N} \right] F(s_p,s') \, ds' = B_p \cos k_o s_p - j \frac{2\pi}{Z_o} V_p \sin k_o s_p$$

Le système de N/2 équations intégrales est donc réduit : une seule équation intégrale suffit pour obtenir la distribution du courant sur le brin p. La constante B_p s'obtient en écrivant l'équation supplémentaire de courant nul à l'extrémité de chaque brin.

METHODE DE RESOLUTION NUMERIQUE.

La méthode générale de résolution numérique d'une telle équation intégrale est la discrétisation. On se ramène ainsi à la résolution d'un système linéaire donnant la valeur du courant en un certain nombre de points sur un élément rayonnant. La méthode utilisée est celle proposée par YEH |67| pour la résolution de l'équation intégrale donnant la distribution de courant sur une antenne à *deux* spirales.

Dans chaque intervalle de discrétisation, le courant est interpolé par une somme de fonctions sinusoïdales. L'intégration sur chacun de ces intervalles étant effectuée par une méthode de Lobatto à quatre points |44|.

La combinaison de ces deux méthodes convient bien au type de fonctions à intégrer, elle donne une bonne convergence du calcul.

Cette technique permet de traiter le cas de brins dont la longueur peut atteindre quinze longueurs d'onde, avec le calculateur utilisé (CII 10070).

IV - VERIFICATION DE L'ETUDE THEORIQUE PAR COMPARAISON AVEC DES MESURES EFFECTUEES SUR DES ANTENNES A QUATRE ELEMENTS RAYONNANTS.

Les antennes à N = 4 brins sont les plus utilisées dans la pratique ; aussi nous sommes-nous limités à la vérification de la théorie pour ce type d'antennes, bien que le programme de calcul soit valable pour un plus grand nombre de brins.

IV.1. - RAPPELS.

(Voir généralités pp. 11)

Le nombre de modes de base d'excitation symétriques, pour une antenne à N = 4 brins est de N - 1 : m = 1, 2, 3.

Les vecteurs-courant indépendants correspondants sont :

$I_1^4 = (1, +j, -1, -j)$

$I_2^4 = (1, -1, +1, -1)$

$I_3^4 = (1, -j, -1, +j)$

Ils satisfont à $\sum_{k=1}^{4} I_{mk}^4 = 0$.

Chacune des trois excitations m de base produit un champ $\vec{F}_m$

$$\vec{F}_m = \sum_q C_q \vec{\psi}_M \qquad \text{avec } M = m + 4q, \quad q = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$$

et $\vec{\psi}_M (r, \theta, \phi) = e^{jM\phi} . \vec{g}_M(r, \theta)$

soit pour m = 1, M = 1, +5, -3, +9, -7, ...

m = 2, M = 2, 6, -2, 10, -6, ...

m = 3, M = 3, 7, -1, 11, -5, ...

En réalité, de nombreuses expériences |11|, |24|, |26| et, par exemple, l'étude théorique de LIANG et LO (cf. historique pp. 22) ont montré que, pour une spirale "main gauche" et pour une excitation m fixée, le champ $\vec{\psi}_M$ dominant correspond :

pour m = 1 à M = -3 (rayonnement latéral)
pour m = 2 à M = -2 (rayonnement latéral)
pour m = 3 à M = -1 (rayonnement arrière, c'est-à-dire vers les z < o)

c'est-à-dire que les variations de la phase du champ à distance constante et pour un angle de site θ constant sont alors en fonction de l'angle ϕ d'azimut de la forme :

pour m = 1, $e^{-j3\phi}$
m = 2, $e^{-j2\phi}$
m = 3, $e^{-j\phi}$

Pour une spirale enroulée "main droite", il est évident que les caractéristiques de rayonnement se déduisent aisément de celles obtenues pour une spirale "main gauche" en changeant m en -m et M en -M ; la variation de la phase du champ autour de l'axe est alors de la forme exp(-jMϕ), la polarisation du champ est inversée.

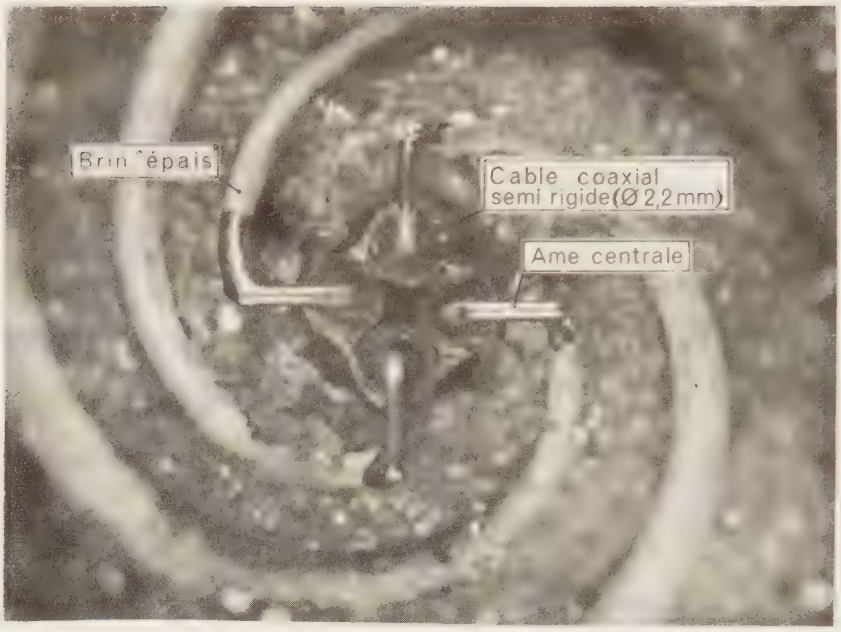
IV.2. - SYSTEMES D'ALIMENTATION D'UNE ANTENNE A QUATRE BRINS.

Suivant le type d'excitation de base m selon lequel on désire faire fonctionner l'antenne, plusieurs dispositifs d'alimentation peuvent être utilisés.

IV.2.1. - Alimentation suivant l'axe de l'antenne.

Elle est obtenue à l'aide de quatre câbles coaxiaux semi - rigides dont les gaines sont reliées entre elles, qui sont disposés le long de l'axe de l'antenne (voir photo ci-après). Si les câbles sont suffisamment petits, la perturbation introduite est

faible, sauf [illegible] aux fréquences élevées (phénomène de diffraction possible).

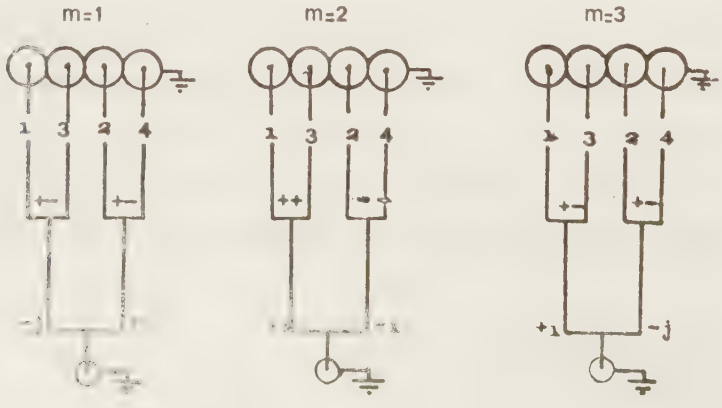


Les autres câbles sont branchés sur un dispositif permettant de réaliser l'une quelconque des trois excitations de base. Il comprend :

- deux symétriseurs identiques à structure coaxiale à large bande (2 à 12 GHz) ,

- un coupleur hybride 3 dB à structure coaxiale ; trois sont nécessaires pour couvrir la même bande de fréquence.

Ce dispositif peut être schématisé comme suit :



Les premiers symétriseurs utilisés ont fait l'objet d'une thèse de 3ème cycle soutenue par M. POEY [48]. L'égalité en amplitude et le déphasage entre les quatre sorties du dispositif complet avaient été contrôlés, à des fréquences discrètes, au moyen d'une simple ligne de mesure. L'utilisation d'un analyseur de réseau Hewlett-Packard, permettant des mesures en balayage de fréquence, a rendu possible la réalisation d'une série de symétriseurs identiques dont les performances sont indiquées dans le tableau suivant [16], et fonctionnant dans la bande 2 à 12 GHz.

Bande de fréquences	Ecart de phase (± Δ°) par rapport à la valeur théorique (180°)	Ecart d'amplitude (± Δ dB) entre les deux sorties par rapport à la valeur théorique
2 à 4 GHz	< ± 0°,75	< ± 0,15 dB
4 à 8 GHz	< ± 1°,25	< ± 0,20 dB
8 à 12 GHz	< ± 2°	< ± 0,30 dB

Le système complet d'alimentation comprenant l'un des trois coupleurs (suivant la bande de fréquence utilisée) associé à deux symétriseurs présente les performances suivantes :

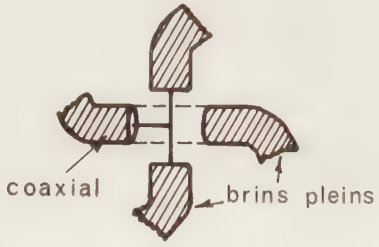
Bande de fréquences	Ecart de phase (± Δ°) par rapport à la valeur théorique (180°)	Ecart d'amplitude (± Δ dB) entre les deux sorties par rapport à la valeur théorique
2 à 4 GHz	< ± 2°	< ± 0,5 dB
4 à 8 GHz	< ± 6°	< ± 0,75 dB
8 à 12 GHz	< ± 5°	< ± 0,9 dB

Ces tableaux montrent immédiatement que les coupleurs directionnels sont responsables des erreurs résiduelles maximales.

Un tel système est aussi utilisé pour l'alimentation des antennes dont les éléments rayonnants sont constitués par la gaine extérieure de câbles coaxiaux semi-rigides |20|.

IV.2.2. - Alimentation spéciale à l'excitation m = 2.

Dans le cas particulier de l'excitation m = 2, une alimentation commode peut être réalisée à l'aide d'un seul câble, selon le schéma suivant :



Dans le cas des antennes à brins "épais", le câble coaxial d'alimentation est placé à l'intérieur d'un élément rayonnant percé.

IV.3. - REALISATION DES ANTENNES A BRINS "EPAIS".

La réalisation des antennes à brins "minces" a déjà été décrite dans |20|.

Deux dispositifs de réalisation ont été successivement mis en oeuvre, en ce qui concerne les antennes à brins "épais".

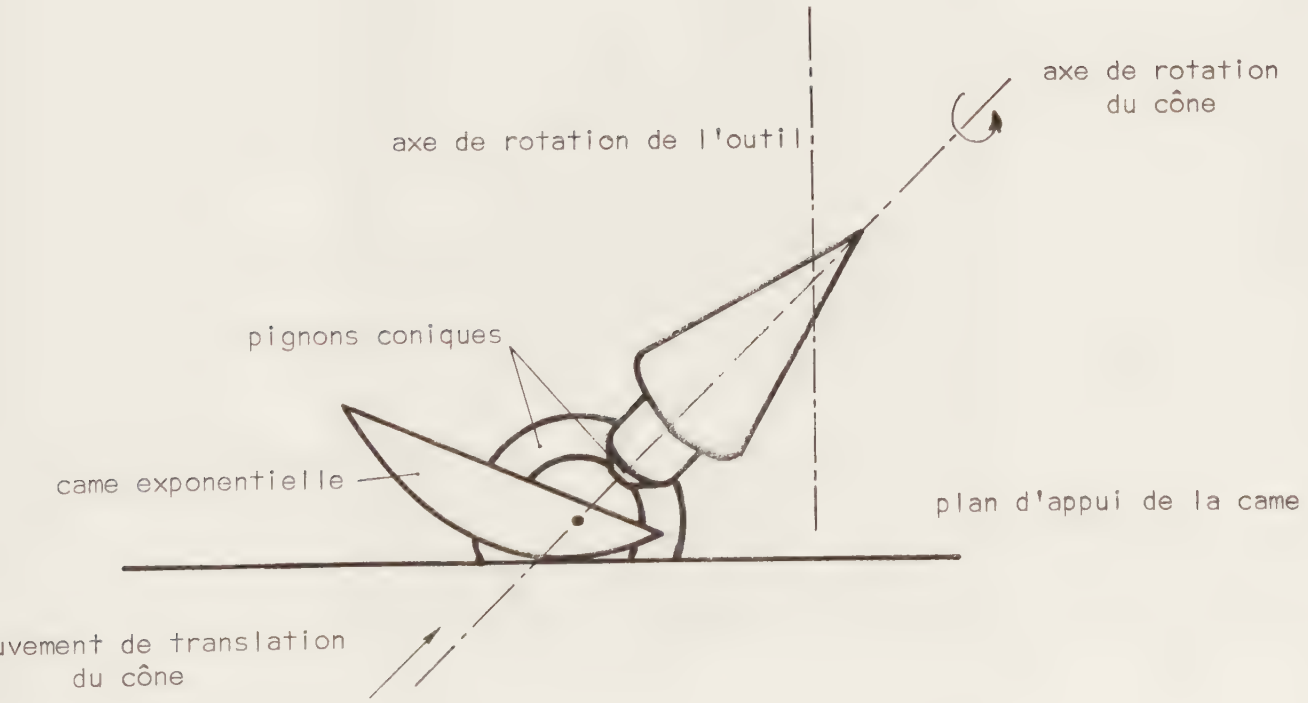
IV.3.1. - Procédé de "tourillonnage" |16|.

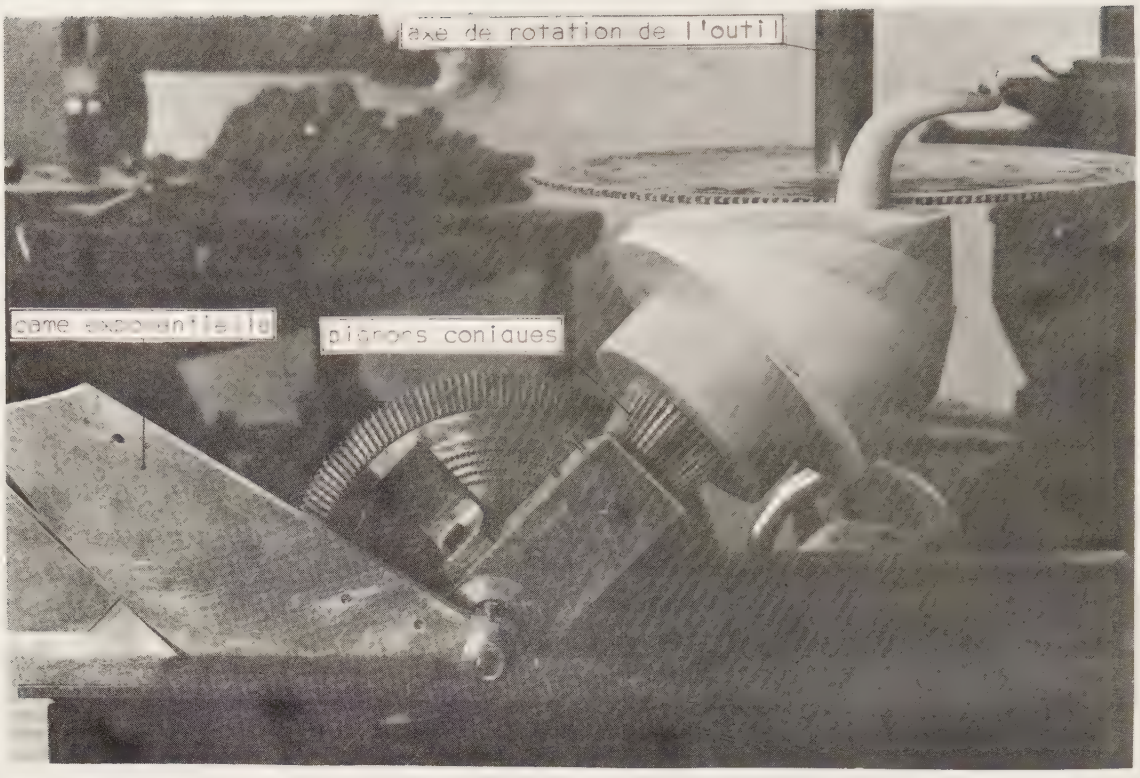
Ce procédé a fait l'objet d'un dépôt de brevet par M. LEBLOND |41|.

En remarquant que la section d'un brin "épais" par un plan perpendiculaire à la ligne moyenne de ce brin est un cercle, on

peut tailler une spirale "épaisse" dans un bloc de matière en procédant par "tourillonnage", l'outil gravitant autour de la spirale. Ainsi à chaque plan de coupe, on obtient un cylindre de hauteur très petite ; le brin est ainsi formé d'une multitude de cylindres disposés les uns au dessus des autres, leurs axes respectifs ayant pour enveloppe la ligne moyenne du brin rayonnant.

L'axe de rotation de l'outil reste parallèle à lui-même et décrit un cylindre. La spirale vient se visser autour de l'axe de rotation du cône. Ce mouvement est obtenu à l'aide d'une came exponentielle et d'un jeu de pignons coniques. (Voir schéma et photo ci-dessous).





Ce dispositif était commode pour réaliser des brins très "épais", mais il était extrêmement long et ne permettait d'usiner que des matières tendres (plastiques), qui nécessitaient ensuite une métallisation à froid toujours délicate.

IV.3.2. - Procédé de formage.

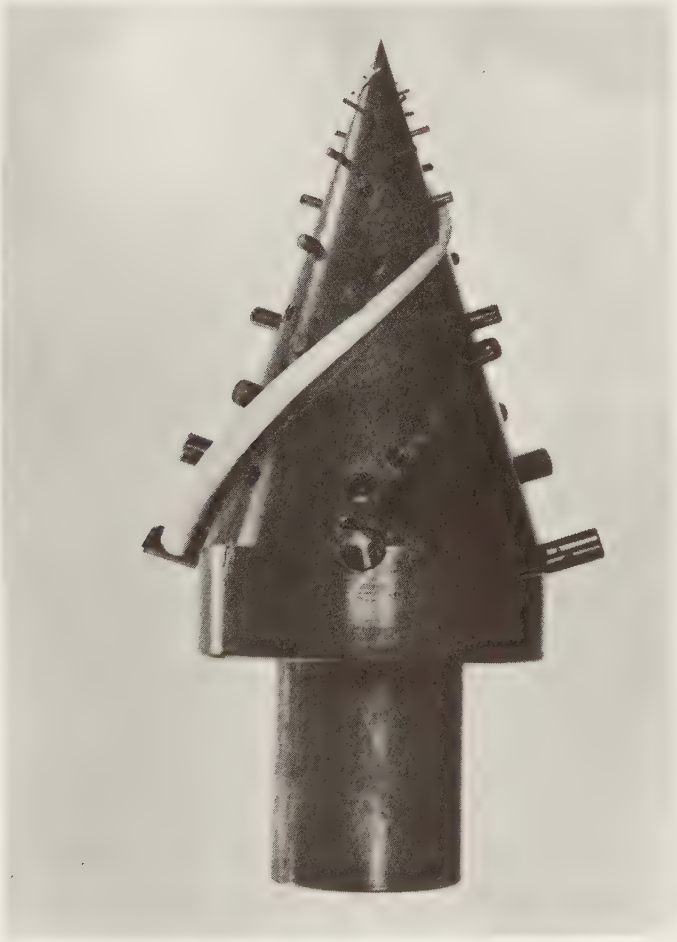
Chaque brin de l'antenne est obtenu en formant, sur une matrice en acier, conique et à plots, un cône en cuivre préalablement recuit.

Sur la photo ci-après, on peut voir un brin sur sa matrice de formage.

Ce procédé présente, sur le précédent, les avantages suivants :

- Il est plus rapide.
- Il fournit directement des brins métalliques.
- Ceux-ci ont une surface lisse.
- Ils peuvent être percés avant d'être formés, on peut donc y loger les câbles d'alimentation.

Mais ce procédé ne permet pas de réaliser, avec autant de précision que le précédent, des brins très "épais".



IV.4. - VERIFICATION DE L'ETUDE THEORIQUE PAR COMPARAISON AVEC LES RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS SUR UNE ANTENNE A BRINS "MINCES".

Cette antenne a déjà été étudiée (cf 1ère partie, pp. 34) Ses paramètres de définition sont $\theta_0 = 20°$, $\mu = 45°$, $R = 0{,}6$ mm, $r_o = 0{,}5$ cm, $L = 25$ cm, $N = 4$.

IV.4.1. - Distribution de courant.

La figure 6 présente la loi de variation de courant en amplitude (dB) le long des éléments rayonnants de cette antenne excitée respectivement en mode m = 1, 2, 3 pour deux fréquences de fonctionnement. De façon générale, la coïncidence entre la théorie et l'expérience est meilleure à la fréquence basse et pour l'excitation qui correspond à la décroissance du courant la plus rapide.

La courbe théorique a été calculée pour une structure suffisamment longue afin de s'affranchir des effets d'extrémité. Ces effets se font par contre sentir sur les courbes expérimentales, (voir fig. 11 |20|).

Les différences que l'on peut observer entre la théorie et l'expérience s'expliquent par la mauvaise qualité des mesures réalisées à l'aide d'une sonde non recouverte d'absorbant (cf première partie, pp. 40)

IV.4.2. - Champ rayonné.

La figure 7 représente les directivités isotropes en site, théorique et mesurée, à la fréquence de 8,5 GHz.

Par comparaison avec les résultats obtenus sur cette même antenne avec la théorie approchée (cf |20|, pp.325), on peut constater la très nette amélioration de la coïncidence obtenue avec la nouvelle théorie.

IV.5. - VERIFICATION DE L'ETUDE THEORIQUE PAR COMPARAISON AVEC DES MESURES SUR DES ANTENNES A BRINS "EPAIS".

IV.5.1. - Antenne correspondant à $\theta_0 = 20\ °$, $\mu = 45\ °$, $\delta = 16\ °$, $r_o = 1{,}2$ cm, $L = 26$ cm.

On peut voir cette antenne sur la photo ci-dessous. Son support est réalisé en klégecel expansé (de permittivité relative 1,02), lui-même collé sur un absorbant électromagnétique type CVCB-9 afin d'atténuer le rayonnement avant (vers les z >o), en particulier pour l'excitation m = 3.

Nous allons étudier cette antenne pour les trois excitations m = 1, 2 et 3.

IV.5.1.1. - Excitation m = 1.

La figure 8 représente la loi théorique de décroissance de l'amplitude (dB) du courant, en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde, pour des fréquences allant de 2 à 8 GHz.

Les figures 9 et 10 présentent la comparaison des directivités isotropes en site (dB) théoriques et expérimentales, pour les composantes E_θ et E_ϕ du champ rayonné. Afin de s'affranchir de la dépendance de la fréquence, due à l'imperfection de la symétrie de révolution, on a tenu compte de la rotation en azimut correspondant à un changement de fréquence ($\Delta\phi = \frac{1}{a} \text{Log} \frac{f'}{f}$).

On peut remarquer l'apparition de deux phénomènes :

a) - Aux fréquences élevées, par exemple 8 GHz, on observe nettement deux zones de rayonnement correspondant à des taux de décroissance du courant très différents. Ceci explique les irrégularités des diagrammes, constatées aussi bien sur les courbes théoriques qu'expérimentales. De façon générale, la composante E_θ possède un diagramme plus directif. Dans le plan $\theta = \frac{\pi}{2}$, le rapport d'ellipticité théorique moyen est, à cette fréquence de 3,5 dB. A la fréquence de 6 GHz, la deuxième zone de rayonnement n a pas encore apparue, l'antenne étant trop courte ($s/\lambda = 5$) (figure 8), on commence à observer des ondes pseudo-stationnaires dues à la réflection du courant en bout de brin.

b) - A mesure que la fréquence baisse, les oscillations du courant augmentent, l'antenne devenant de plus en plus courte par rapport à la longueur d'onde de fonctionnement. On doit donc observer la superposition des rayonnements de l'onde incidente et de l'onde réfléchie. Cette dernière correspond à un rayonnement polarisé en sens inverse de celui de l'onde incidente. L'étude théorique de LIANG et LO (cf. historique pp. 24-25) montre que, pour notre antenne enroulée "main gauche" et excitée en mode m = 1, sont prédominants, par valeur décroissante de leur poids, les champs modaux polarisés "main gauche" $(n,M)^L$ suivants $(3,-3)^L$, $(1,1)^L$, ... Par contre, pour l'onde qui, après réflexion sur

l'extrémité, remonte le long de la structure, les champs modaux prédominants sont $(3,-3)^R$, $(1,1)^R$,... En fait le champ modal $(3,-3)^R$ à rayonnement latéral, qui est l'image, par rapport à un miroir placé dans le plan horizontal ($\theta = \frac{\pi}{2}$), du champ modal $(3,-3)^L$ va produire une déformation du diagramme. Le champ modal $(1,1)^R$, bien que de poids moindre mais à rayonnement axial, va correspondre à l'apparition d'un lobe arrière très important.

C'est très exactement ce que l'on constate sur les diagrammes aussi bien théoriques qu'expérimentaux des figures 9 et 10. Ce lobe croît d'ailleurs à mesure que diminue la dimension des brins par rapport à la longueur d'onde de travail, et donc qu'est plus intense l'onde réfléchie par rapport à l'onde incidente.

A la fréquence de 2 GHz et pour la composante E_ϕ, le rayonnement est pratiquement constant dans le plan de site, ce qui prouve qu'on peut l'attribuer essentiellement au champ modal $(1,1)^R$. On peut remarquer d'ailleurs sur la courbe du courant (figure 8) que l'onde incidente n'a pas atteint le début de la zone active

Nous avons vérifié la présence de cette onde réfléchie en faisant une mesure de la polarisation de l'onde émise à la fréquence de 3 GHz. Sur la figure 21 sont représentés les champs captés par l'antenne fonctionnant à la réception, l'antenne d'émission étant successivement un cornet électromagnétique (polarisation rectiligne), une antenne conique équiangulaire enroulée "main gauche" (polarisation de l'onde émise "main gauche"), et une antenne du même type enroulée "main droite" (polarisation de l'onde émise "main droite"). Quand les antennes d'émission et de réception ont même polarisation, on observe une très nette diminution du rayonnement arrière; au contraire, quand elles ont des polarisations inverses, le rayonnement arrière est prépondérant.

Compte-tenu des remarques précédentes, on peut dire que la largeur de bande de l'antenne, au sens où nous l'avons défini (page 7) est très limitée. En effet, les caractéristiques de rayonnement

en site sont à peu près les mêmes (figures 9 et 10) pour des fréquences comprises entre 6 et 9 GHz ; notons qu'à 8 GHz le diamètre de la zone d'alimentation rapportée à la longueur d'onde (d_o/λ) est égal à 0,25. De plus, si l'on s'intéresse au rayonnement omnidirectionnel (ou équidirectif dans le plan $\theta = \frac{\pi}{2}$), les variations maximales aussi bien théoriques qu'expérimentales de l'amplitude des composantes E_θ et E_ϕ (figure 14) sont trop importantes pour que, même dans cet intervalle restreint, l'antenne puisse être considérée comme indépendante de la fréquence. Remarquons enfin (figure 8 - 8 GHz) que les pentes du courant représentatives des poids respectifs du mode principal et du premier mode secondaire sont très différentes. A la fin de la première zone de décroissance du courant, celui-ci ne s'est affaibli que de 5 dB ; le rayonnement secondaire, qui se fait dans la direction des z positifs (cf LIANG et LO, p. 24) et dont le poids est important vu la pente du courant va donner naissance sur les diagrammes à une poussée de lobes dans cette direction, aux fréquences élevées. C'est ce que l'on constate nettement sur les courbes théoriques (figures 9 et 10).

IV.5.1.2. - Excitation m = 3.

Les figures 11, 12 et 13 représentent le courant et les diagrammes de rayonnement pour la même antenne excitée en mode m = 3.

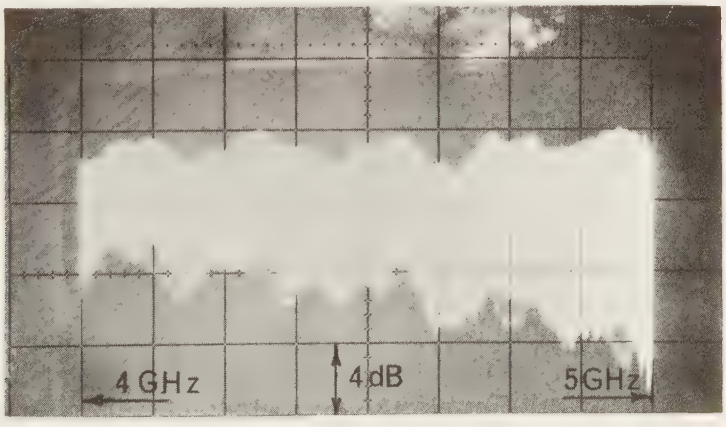
Les courbes de courant présentent une remontée dès que l'abscisse curviligne dépasse cinq longueurs d'ondes, ce qui limite l'utilisation de cette antenne aux fréquences élevées ; cela se traduit en effet sur les diagrammes par des oscillations de 2 à 3 dB dans la direction du faisceau principal dès que la fréquence atteint 6 GHz. Nous avons pu constater expérimentalement que, lorsque la longueur des brins de l'antenne correspondait juste à 4,75 longueurs d'onde, le courant était pratiquement nul à l'extrémité du brin, cette dernière ne jouant plus aucun rôle.

Lorsque la longueur des brins de l'antenne est faible devant la longueur d'onde, on obtient encore une onde réfléchie ; son rôle

n'est pas aussi important que dans le cas précédent car, d'après les courbes de courant, même à la plus basse fréquence présentée (2 GHz), l'onde incidente s'est établie beaucoup plus rapidement que dans le cas de l'excitation m = 1.

De plus, pour l'alimentation m = 3, LIANG et LO montrent que sont prédominants par valeur décroissante de leur poids les champs modaux suivant $(1,-1)^L$, $(2,-1)^L$, $(3,-1)^L$, ... tous à rayonnement arrière. Pour une onde réfléchie aux extrémités des brins, les modes dominants : $(1,-1)^R$, $(2-1)^R$, $(3,-1)^R$, qui sont les images par rapport au plan $\theta = \frac{\pi}{2}$ des précédents, rayonnent dans la direction avant, c'est-à-dire vers les z positifs et sont donc relativement peu gênants. Il s'ensuit, qu'à la fréquence la plus basse (2 GHz), les modes dominants $(1,-1)^L$ et $(1,-1)^R$ doivent donner un rayonnement pratiquement isotrope dans un plan de site. Ceci se vérifie expérimentalement, si l'on tient compte de la zone cachée de l'antenne (cf figures 12 et 13 - 2 GHz). On peut dire qu'il est isotrope dans tout l'espace (figure 14).

Sur la figure 14 on a représenté également pour cette excitation les variations maximales ($\pm\Delta$ dB) de l'amplitude des composantes E_θ et E_ϕ du champ rayonné dans le plan $\theta = \frac{\pi}{2}$; les mesures ont été faites en balayage de fréquence à l'aide d'un analyseur de réseau Hewlett-Packard. Un exemple d'enregistrement est présenté ci-dessous, pour la bande de fréquences 4 - 5 GHz et pour la composante E_θ.



IV.5.1.3. - Excitation m = 2.

Les figures 15, 16 et 17 représentent respectivement le courant et les diagrammes de rayonnement pour l'antenne excitée en mode m = 2.

Aux fréquences élevées, comme dans le cas des excitations précédentes, se fait sentir la deuxième zone de rayonnement. Pour cette excitation sont prédominants, par valeur décroissante de leur poids, les modes $(2,-2)^{L}$ et $(3,-2)^{L}$. La combinaison de ces deux modes donne des diagrammes qui peuvent présenter un creux dans le plan horizontal, et des lobes secondaires dans des directions symétriques par rapport à l'axe $\vec{Oz}$. De plus une telle excitation ne donne jamais de rayonnement dans l'axe.

Aux fréquences basses, les modes dominants $(2,-2)^{R}$ et $(3,-2)^{R}$ correspondant à l'onde réfléchie, dont le rayonnement est également latéral, peuvent provoquer une modification des diagrammes (cf figures 16 et 17 - 3 et 4 GHz).

A la fréquence de 2 GHz, l'onde réfléchie impose son rayonnement, l'onde incidente n'ayant pas atteint le début de la zone active. Le diagramme est extrêmement régulier.

IV.5.1.4. - Antenne chargée.

Pour ces trois excitations, on peut conclure que, s'il y a une excellente coïncidence entre l'expérience et la théorie, ce qui confirme cette dernière, on ne peut,avec une antenne ayant de tels paramètres de définitions, couvrir qu'une bande étroite de fréquences.

Nous avons pensé élargir la bande d'utilisation du côté des basses fréquences en chargeant l'antenne à l'extrémité de ses brins, afin de limiter le phénomène de réflexion.

Les figures 18, 19 et 20 montrent l'influence de la charge utilisée sur les caractéristiques de rayonnement de l'antenne pour l'excitation m = 2 Les diagrammes deviennent plus réguliers entre 2 et

6 GHz, où seule existe la première zone de rayonnement. Au delà de 6 GHz, la charge n'a plus d'effets sensibles, la décroissance du courant pour la deuxième zone de rayonnement étant extrêmement forte. C'est ce que l'on constate également sur le rayonnement omnidirectionnel ($\pm$ Δ dB) présenté sur les figures 18 et 19. On élargit ainsi la bande possible d'utilisation.

La figure 20 montre également l'effet de la charge sur la variation de l'amplitude et de la phase des composantes E_θ et E_ϕ du champ rayonné, en fonction de l'angle ϕ d'azimut, pour trois fréquences de fonctionnement. A la fréquence de 7 GHz, où l'onde réfléchie est peu importante, on observe une périodicité normale d'ordre quatre ; cette périodicité devient d'ordre huit à la fréquence de 4 GHz uniquement pour l'antenne non chargée, preuve d'interférences entre l'onde incidente et l'onde réfléchie. A la fréquence de 2 GHz, on retrouve une périodicité d'ordre quatre, pour l'antenne chargée ou non, ce qui ne peut s'expliquer que si l'onde réfléchie est prédominante ou si elle est en phase avec l'onde incidente.

La photo ci-dessous représente l'antenne équipée de charges réalisées par des petits cônes métalliques recouverts d'absorbant du type MF-124 (Emerson et Cuming).

IV.5.2. - Antenne correspondant à $\theta_0 = 20\ °$, $\mu = 45\ °$, $\delta = 32\ °$, $r_o = 0{,}5$ *cm*, $L = 24$ *cm*.

Cette antenne a une largeur angulaire double de la précédente. La comparaison de la théorie et de l'expérience n'est présentée ici que pour l'excitation m = 2. Il faut noter que cette antenne a été réalisée en Afcodur par le procédé de tourillonnage et métallisée à froid.

Les figures 22, 23 et 24 représentent respectivement, en fonction de la fréquence, la loi théorique de décroissance du courant, la directivité isotrope en site théorique et expérimentale, pour les deux composantes E_θ et E_ϕ du champ rayonné. La photo ci-dessous représente l'antenne réalisée.

Le taux de décroissance du courant dans la première zone de rayonnement est beaucoup plus fort que pour l'antenne précédente de largeur angulaire moitié. Le courant décroît de 8 dB pratiquement en une longueur d'onde et demie, alors que celui de l'antenne précédente, sur une même distance, ne décroissait que de 3 dB. De ce fait, la zone secondaire de courant qui commence pour une abscisse curviligne de deux longueurs d'onde a moins d'influence sur le rayonnement de l'antenne bien que le taux de décroissance du courant dans cette zone soit plus faible que son homologue pour $\delta = 16$ °.

Tout ceci apparaît clairement par comparaison des figures 23 - 24 et 16 - 17.

Cependant les diagrammes sont encore irréguliers et présentent une certaine dépendance de la fréquence, due à la présence de cette seconde zone de rayonnement. On a pensé diminuer le rayonnement secondaire au moyen d'absorbant électromagnétique placé sur les éléments rayonnants (coiffe, cf. photo ci-dessous).

Afin de conserver à l'antenne son caractère d'indépendance de la fréquence, l'épaisseur de l'absorbant est croissante à partir du sommet du cône et son atténuation, par longueur d'onde, est choisie constante. Une telle coiffe a pu être réalisée en absorbant CVCB 9 (Emerson et Cuming). Les effets d'une telle coiffe sont observés sur les figures 25 et 26 : on a élargi ainsi la bande de fréquence utilisable. La perte de gain dûe à la présence de la coiffe reste inférieure à 1,5 dB.

Toutes ces vérifications montrent une excellente coïncidence entre la théorie et l'expérience, et permettent d'envisager l'exploitation de la théorie pour la recherche des caractéristiques de rayonnement d'antennes de paramètres de définition variés.

On peut noter que, bien que s'appuyant sur les conditions des antennes à "fils minces", la théorie semble être utilisable pour des antennes à brins relativement "épais" (cf. dernier exemple, $\delta = 32$ °).

V - EXPLOITATION DU PROGRAMME NUMERIQUE.

V.1. - DESCRIPTION GENERALE.

Le programme de calcul réalisé permet, actuellement, pour des antennes à quatre brins de paramètres de définition donnés et pour une quelconque des trois excitations de base, d'obtenir la distribution de courant et les caractéristiques de rayonnement nécessaires à tout utilisateur.

Le courant est calculé en amplitude et phase ; on peut déterminer ainsi l'impédance d'entrée.

Les caractéristiques de rayonnement qu'il fournit sont les suivantes :

a) La directivité isotrope en site, la phase des composantes E_θ et E_ϕ et la polarisation de l'onde émise pour tout plan ϕ d'azimut donné. (On en déduit facilement le centre de phase de l'antenne pour une direction quelconque de ce plan et l'ouverture à 3 dB du faisceau principal).

b) Le rayonnement omnidirectionnel pour un angle de site θ donné et en particulier le rayonnement équidirectif dans le plan $\theta = \frac{\pi}{2}$ (directivité, polarisation de l'onde émise, variations maximales par rapport à la loi linéaire de la phase du champ rayonné).

V.2. - EXEMPLES DE RESULTATS THEORIQUES OBTENUS POUR DES ANTENNES A BRINS "EPAIS".

Les tableaux 1 à 6 présentent un échantillonnage de résultats théoriques obtenus pour des antennes à brins "épais" de largeur angulaire $\delta = 16°$ et $\delta = 32°$, pour les valeurs suivantes de θ_0 et μ :

θ_0 = 7°,5 ; 11 ° ; 15 ° ; 20 ° ; 25 ° ;

μ = 40 ° ; 45 ° ; 50 °

Ils ont été calculés sur des antennes dont le diamètre de la zone d'excitation est toujours inférieur au dixième de la longueur d'onde λ et dont la longueur des brins est de l'ordre de 15 λ.

a) Quels que soient θ_0 et μ, on constate de façon générale que le courant s'établit d'autant plus vite que l'indice du mode d'excitation est plus élevé ; on constate aussi que le début de la zone active est pratiquement indépendant de la largeur angulaire des brins de l'antenne.

Pour l'excitation m = 2, le programme donne l'impédance d'entrée de l'antenne. Pour les deux valeurs de δ, et en fonction de θ_0 et μ, nous avons reporté la valeur en ohms de ces impédances dans les tableaux suivants :

δ = 16 °

μ \ θ_0	7°5	11 °	15 °	20 °	25 °
40 °	114 + j 25	115 + j 22	116 + j 29	120 + j 12	121 + j 13
45 °	113 + j 27	114 + j 25	115 + j 22	118 + j 15	119 + j 17
50 °	112 + j 29	113 + j 27	114 + j 25	117 + j 19	117 + j 20

δ = 32 °

μ \ θ_0	7°5	11 °	15 °	20 °	25 °
40 °	79 + j 13	80 + j 10	83 + j 6	88 - j	62 + j
45 °	77 + j 14	78 + j 12	79 + j 19	81 + j 4	61
50 °	76 + j 16	77 + j 14	78 + j 12	79 + j 7	81 + j 7

δ = 35 °

μ = 40 ° θ_0 = 7,5 ° 65 + j 30

L'impédance d'entrée, comme l'avait constaté MEI |68| dans le cas des antennes à deux brins, dépend essentiellement de la largeur angulaire. La résistance de rayonnement diminue lorsque δ croît (pour θ_0 et μ donnés). Pour les valeurs de θ_0 ne dépassant pas 20 °, on peut dire que sa valeur moyenne passe de 80 + j 10 ohms pour δ = 32 ° à 115 + j 25 ohms pour δ = 16 °, ce qui correspond à un rapport d'ondes stationnaires à l'entrée de 1,6 et de 2,5 (par rapport à une impédance de normalisation de 50 Ω). L'impédance varie peu avec les différentes valeurs de θ_0 et μ ; elle est pratiquement indépendante de la constante a = sin θ_0 / tg μ de la spirale. On observe cependant un léger accroissement de l'impédance quand a augmente.

Dans le cas des excitations m = 1 et m = 3, on peut calculer également l'impédance sur laquelle est fermée chaque paire de brins considérée dans la théorie générale. On montre (cf. |11| et annexe) qu'elle n'est autre que l'impédance d'entrée de l'antenne à deux brins correspondante. MEI a étudié ces impédances figures 8 et 9 de |68|. Pour δ = 32 °, θ_o = 7,5 °, par exemple, l'impédance est d'environ 220 + j 20 ohms. On trouve que pour δ fixé, cette impédance augmente avec θ_o, et qu'elle diminue fortement quand δ croît pour θ_o fixé.

b) De plus il apparaît clairement que pour les trois excitations, le taux de décroissance du courant augmente avec la largeur angulaire (δ = 16 ° : tableaux 1, 2, 3 ; δ = 32 ° : tableaux 4, 5, 6), et également avec μ (spirales enroulées plus serrées).

c) Pour les trois excitations, les phénomènes observés et interprétés par la théorie des multipoles de LIANG et LO dans l'étude de l'antenne θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 16 ° (cf p. 61) se retrouvent ici. Ces phénomènes, liés aux zones secondaires de rayonnement de la structure, se font d'autant plus sentir que θ_0 croît (ce qui montre que le poids des modes secondaires augmente avec θ_0 d'autant moins que δ est élevé).Ceci se voit sur les courbes de courant et on en constate les effets sur les diagrammes de rayonnement associés.

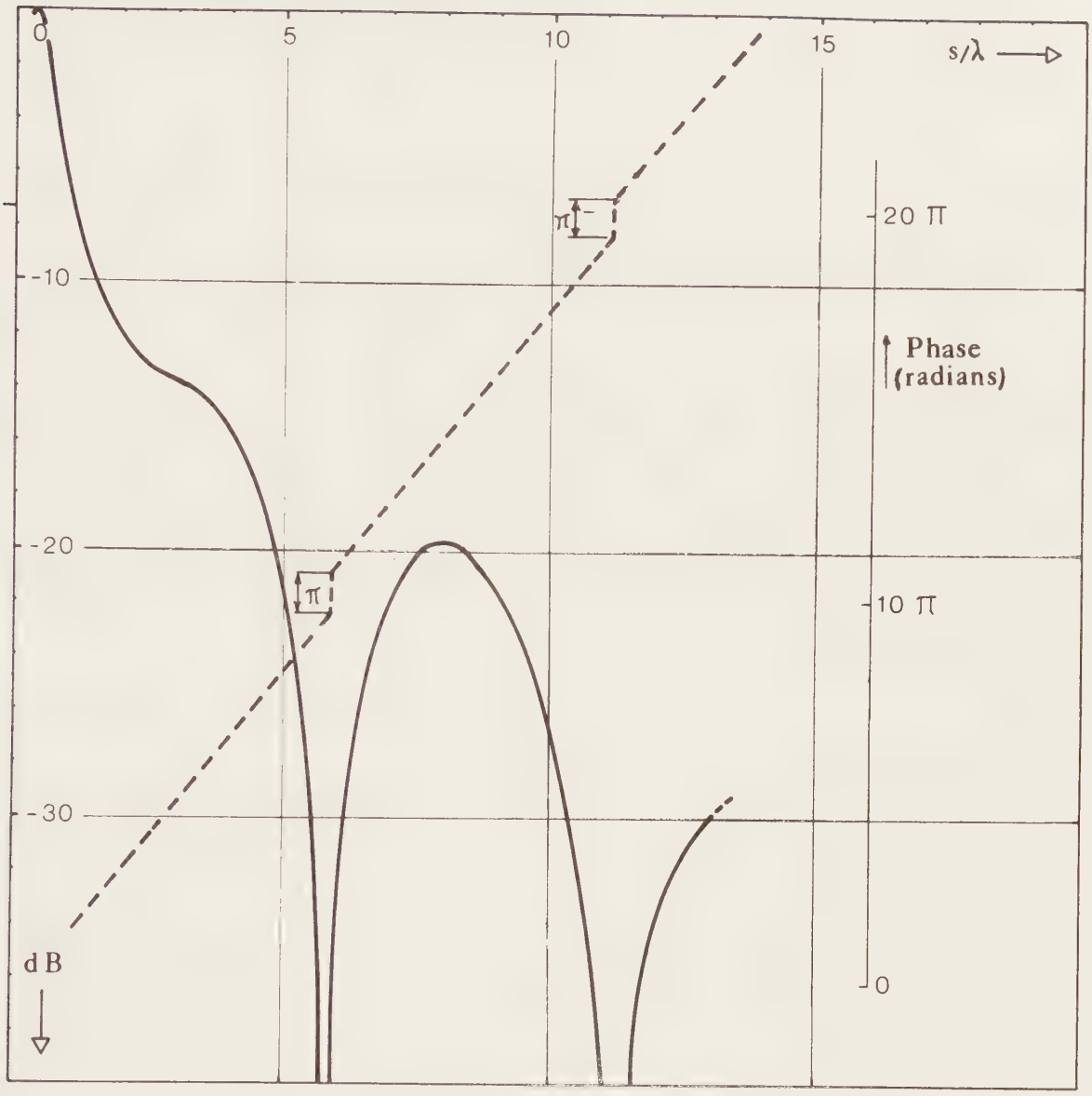
d) La plupart des auteurs considèrent qu'après une décroissan-

ce de 20 dB, le courant n'a plus d'influence sur les caractéristiques de rayonnement d'une antenne de ce type, c'est ce que fait, en particulier, MEI dans le calcul des antennes à deux brins |68|. En réalité celà dépend de la géométrie de l'antenne considérée. On voit en effet, par exemple sur les tableaux 1 à 6, qu'il peut se trouver sur la structure des zones de rayonnement secondaire correspondant à des remontées de courant, alors que celui-ci, en un point plus proche du sommet, a déjà été atténué de plus de 20 dB.

La figure 27 montre l'influence de ces "traînées de courant", sur le rayonnement en site calculé dans deux cas particuliers. On constate que seul le faisceau principal est peu touché. Par contre, ces zones secondaires ont une très grande influence sur la phase du champ rayonné. Sur la figure 27 "courant coupé à 30 dB" signifie que l'on conserve seulement la première partie du courant dont le niveau est supérieur à -30 dB.

Les résultats obtenus montrent clairement qu'il vaut mieux ne pas dépasser $\theta_0 = 25°$ si on désire couvrir une large bande de fréquences, l'antenne devenant totalement inutilisable quelle que soit l'excitation, tout au moins pour les deux largeurs angulaires présentées ici.

La figure ci-après, pour une antenne excitée en mode m=3 et correspondant à $\theta_o = 11°$, $\mu = 50°$, $\delta = 16°$, montre une discontinuité de $K\pi$ de la phase du courant au moment où l'amplitude de ce dernier présente un "creux" important. On peut penser que ce phénomène est dû à un couplage de modes comme on en rencontre parfois dans l'étude du diagramme de Brillouin de certaines structures périodiques (cf. |8| pp. 191-195).



V.2.1. - Etude en termes de diagramme de Brillouin de la deuxième zone de rayonnement.

Comme l'avait fait MEI pour des antennes à deux brins [68] et pour des structures s'étendant rapidement le long de leur axe, on peut montrer l'apparition d'une deuxième zone de rayonnement en traçant le diagramme de Brillouin (k_o, k_r) obtenu en considérant les intersections des spirales le long d'une génératrice $\vec{r}$ du cône comme un réseau log-périodique de doublets convenablement alimentés. Cette méthode est, en fait, plus proche de celle utilisée par MITTRA et

JONES [45] pour l'étude des antennes log-périodiques que de celle de MITTRA et KLOCK [46] qui considéraient l'antenne comme une perturbation de l'hélice (cf. historique p. 17)

La phase du courant donnée par le programme numérique pour chaque valeur de l'abscisse curviligne permet d'obtenir la constante de propagation apparente k_r le long du réseau d'axe $\vec{or}$. La figure 28 en donne un exemple pour une antenne correspondant à $\theta_0 = 7°,5$, $\mu = 45°$, $\delta = 16°$, excitée en mode m = 2. La zone visible du diagramme de dispersion est située entre les deux demi-droites à 45 ° correspondant, pour la structure, respectivement à la direction de rayonnement arrière ($\theta = 180°$) et à la direction de rayonnement avant ($\theta = 0°$). Les harmoniques d'espace n = -1 et n = -2, propres à la structure du réseau log-périodique, sont représentées ainsi que la loi de décroissance du courant. On a indiqué par: (o) le début de l'atténuation du premier harmonique $k_{r,-1}$

(.) le point où ce premier harmonique, considéré seul, aurait été atténué de 20 dB

(x) le début de l'atténuation du second harmonique $k_{r,-2}$.

On constate que le début de la zone active commence légèrement avant la région visible. L'entrée du second harmonique dans cette zone correspond au point de changement de pente du courant. On voit que son poids est important puisqu'il commence à rayonner alors que le premier harmonique n'a été atténué que de 12 dB. C'est bien ce que l'on constate sur le diagramme de rayonnement (figure 28) et c'est en accord avec la théorie de LIANG et LO (élargissement du diagramme et poussée de petits lobes secondaires).

V.2.2. - Rayonnement omnidirectionnel.

Dans les annexes des tableaux 1 à 6, on présente les principales caractéristiques du rayonnement équidirectif dans le plan $\theta = \frac{\pi}{2}$, en fonction des paramètres θ_o et μ des antennes de largeur $\delta = 16°$ et $\delta = 32°$ qui peuvent être utilisées pour couvrir une bande de fréquences étendue. Dans ces annexes figurent les variations

maximales $\pm \Delta$ (dB), des composantes E_θ et E_ϕ du champ rayonné, ainsi que leurs variations de phase $\pm \Delta$ (degrés électriques) par rapport à la loi linéaire. On y a porté aussi le rapport τ_h d'ellipticité.

Les résultats les meilleurs sont obtenus (tous les autres paramètres étant fixés) pour :

- la largeur angulaire la plus forte,

- θ_0 le plus faible,

- la spirale la plus serrée (uniquement pour les variations en amplitude et phase du champ). Par contre, le rapport d'ellipticité diminue avec μ (spirale plus lâche). Nous exploiterons ce phénomène pour obtenir une antenne omnidirectionnelle à "grand gain" à rayonnement symétrique au dessus et au dessous de l'horizon.

V.3. - EXEMPLES DE RESULTATS THEORIQUES OBTENUS POUR DES ANTENNES A BRINS"MINCES".

Le tableau 7 présente, pour les trois excitations de base et $\theta_0 = 20°$, la distribution de courant et les caractéristiques de rayonnement pour les mêmes valeurs de μ que dans les tableaux 1 à 6 ; le rayon d'un brin est R = 1,1 mm, les calculs ont été effectués pour les mêmes dimensions que pour les antennes à brins "épais" et à la même fréquence f = 8 GHz.Le rayonnement omnidirectionnel figure dans l'annexe de ce tableau.

Les résultats sont à peu près identiques, quelque soit μ, pour les trois excitations qui donnent de mauvais résultats pour le rayonnement omnidirectionnel.

Comparativement à l'antenne de mêmes paramètres à brins "épais" (tableaux 2 et 5), l'antenne fil dont le taux de décroissance du courant dans la première zone de rayonnement est un peu plus grand semble donner des résultats un peu meilleurs pour l'excitation m = 2. Il ne faut pas oublier toutefois qu'une telle antenne n'est pas, par définition (R = cte) indépendante de la fréquence et que la pente du courant décroît lorsque la fréquence diminue.

VI - INTERET DES ANTENNES A BRINS "EPAIS".

Dans ce chapitre, nous allons souligner l'importance du rôle joué par la largeur angulaire sur les caractéristiques de rayonnement d'antennes coniques équiangulaires multibrins par rapport aux antennes à brins "minces" du même type.

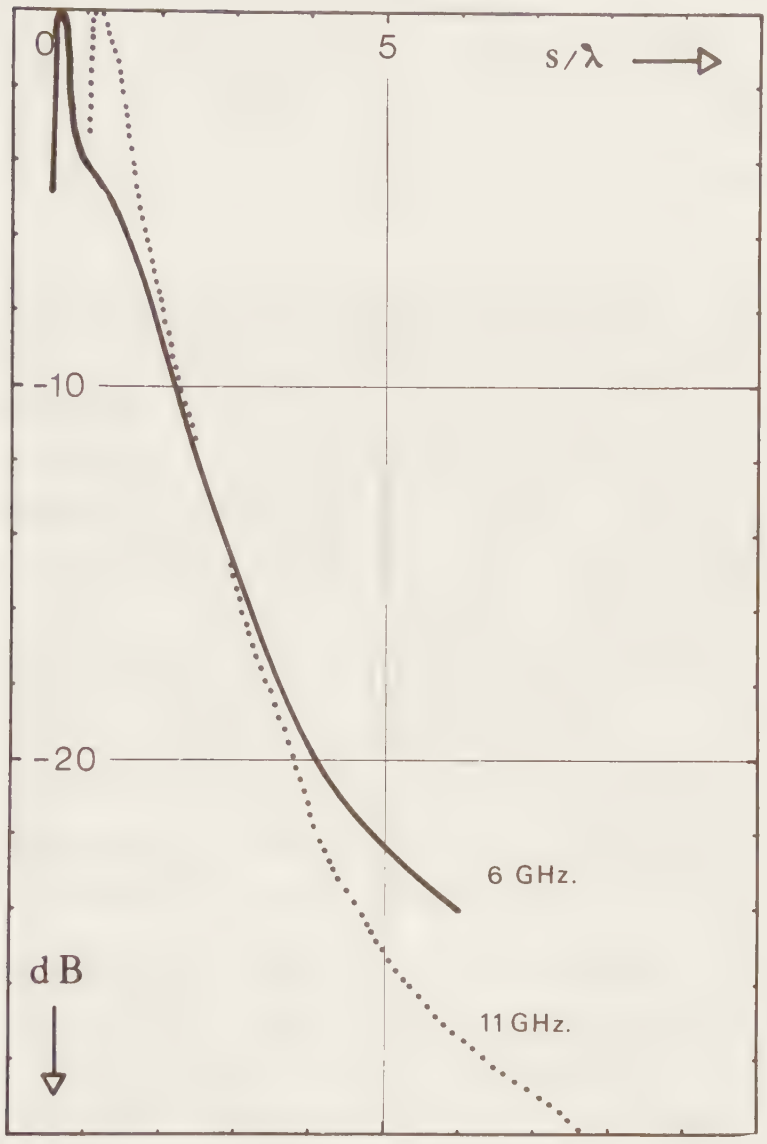
VI.1. - ETUDE D'UNE ANTENNE "FIL" EN FONCTION DE LA FREQUENCE, EXCITEEE EN MODE m = 2.

L'antenne étudiée théoriquement ici a pour paramètres de définition : $\theta_0 = 7°,5$, $\mu = 45$ °, R = 0,6 mm, $r_o = 1,7$ cm, L = 30 cm. Pour la bande de fréquences comprise entre 2 et 11 GHz, la figure 29 montre l'amplitude du courant, les diagrammes de rayonnement en site et les caractéristiques du rayonnement équidirectif dans le plan $\theta = \frac{\pi}{2}$.

La seule vue de l'ensemble de cette figure montre que l'antenne ne peut être considérée comme indépendante de la fréquence. En effet, on constate des réflexions en bout d'autant plus importantes que la fréquence diminue ; mais ce phénomène, également présent pour une antenne à brins "épais" de même longueur, est accentué par le fait que le taux de décroissance de la première zone de rayonnement diminue avec la fréquence. La figure ci-après, où sont superposées, pour une antenne de mêmes paramètres θ_0 et μ et de rayon R double les courbes de courant aux fréquences respectives de 6 et 11 GHz met en évidence cette variation de pentes qui, rappelons-le, vient du fait que le couplage n'est pas constant le long de la structure.

On peut noter au passage, sur le diagramme de rayonnement à 2 GHz, la superposition des champs dus à l'onde incidente et à l'onde réfléchie. Aux fréquences de 8 et 11 GHz, les variations maximales en amplitude du champ rayonné omnidirectionnellement sont égales.

Par contre, les variations par rapport à la loi linéaire de



la phase du champ rayonné et le rapport d'ellipticité sont plus importants à 11 GHz qu'à 8 GHz. Ceci montre la sensibilité de ces caractéristiques aux zones secondaires de rayonnement.

VI.2. - INFLUENCE DE LA LARGEUR ANGULAIRE SUR LA BANDE PASSANTE D'UNE ANTENNE. (θ_o = 7°5, μ = 45°).

La figure 30 permet de comparer, pour des antennes de mêmes dimensions mais respectivement à brins "minces" (R = 1,1 mm) et à brins "épais" (δ = 23 ° et δ = 55 °), les caractéristiques de rayonnement aux deux extrémités de la bande de fréquences 4 GHz - 11 GHz, que l'on dési-

re couvrir. Une largeur angulaire de 23 ° est presque suffisante alors que le fil ne peut convenir. Ainsi l'introduction de la largeur angulaire permet de faire fonctionner avec des caractéristiques indépendantes de la fréquence, dans une bande choisie, une antenne de paramètres de définition (θ_0, μ, r_o,δ,L)donnés inutilisables avec des éléments rayonnants "minces".

VI.3. - INFLUENCE DU CHOIX DE LA LARGEUR ANGULAIRE SUR LES CARACTERISTIQUES DE RAYONNEMENT D'UNE ANTENNE.

Ces caractéristiques sont présentées sur la figure 31, pour une antenne conique équiangulaire correspondant à θ_0 = 7°,5, μ = 45 °, r_o = 1,2 cm, L = 40 cm. Elles ont été calculées à la fréquence de 8,5 GHz. (on peut comparer au cas correspondant à 8 GHz pour l'antenne fil sur la figure 29).

Le taux de décroissance du courant dans la zone principale de rayonnement est d'autant plus fort que la largeur angulaire est grande. La deuxième zone de rayonnement joue encore un certain rôle jusqu'à δ = 35 ° (apparition de lobes secondaires). A partir de cette valeur de la largeur angulaire, les diagrammes de rayonnement sont superposables : tout rayonnement secondaire étant négligeable.

On peut remarquer que seul le rapport d'ellipticité dans le plan horizontal croît avec δ. On note en même temps le léger déplacement du maximum de rayonnement vers la direction θ = 180 °, ce qui est logique puisque toute l'énergie est rayonnée par une zone de plus en plus courte de la structure suivant le diagramme de Brillouin.

VII - CONCLUSION.

En résumé, on peut dire que pour une largeur de bande fixée, l'introduction d'une largeur angulaire convenablement choisie peut rendre utilisable une antenne de paramètres géométriques fixés, alors que la même antenne à brins "minces" ne pourrait être employée dans la même bande de fréquences. De plus, on peut couvrir la même bande avec une antenne plus courte par une augmentation de la largeur angulaire. Ceci est très intéressant dans certaines applications où il s'agit de travailler dans de larges bandes de fréquences avec des antennes de dimensions les plus réduites possibles.

Troisième Partie

APPLICATIONS ET EXTENSION

I - Introduction.
II - Antenne omnidirectionnelle à "grand gain", à très large bande.
III - Antenne de goniométrie en azimut.
IV - Antenne de goniométrie en site.
V - Extensions possibles.
VI - Conclusion.

I - INTRODUCTION.

Le but de ce chapitre est de montrer tout l'intérêt que l'on peut avoir à utiliser des brins "épais" dans la réalisation d'antennes ou de systèmes d'antennes, du type conique équiangulaire jusqu'à présent à brins "minces" ou à plaques d'épaisseur constante.

Quelques dispositifs effectivement réalisés sont présentés.

II - ANTENNE OMNIDIRECTIONNELLE A "GRAND GAIN", A TRES LARGE BANDE.

Le but était de réaliser une antenne fonctionnant dans la bande de 2 à 12 GHz avec les caractéristiques suivantes :

- un diagramme en site de révolution et symétrique par rapport à l'horizon ($\theta = \frac{\pi}{2}$),

- une polarisation circulaire dans ce plan et pour des angles de site voisins,

- un gain isotrope convenable dans ces mêmes directions.

Ces antennes sont utilisées pour la radionavigation, l'écoute passive, ... A notre connaissance, les meilleures antennes de ce type réalisées à ce jour, ont des chutes de gain pouvant aller jusqu'à -10 dB [70].

Nous avons retenu comme paramètres de définition d'une telle antenne $\theta_0 = 7°,5$, $\mu = 40°$, $\delta = 35°$, $r_o = 2$ cm, $L = 41$ cm. (Voir figure ci-contre).

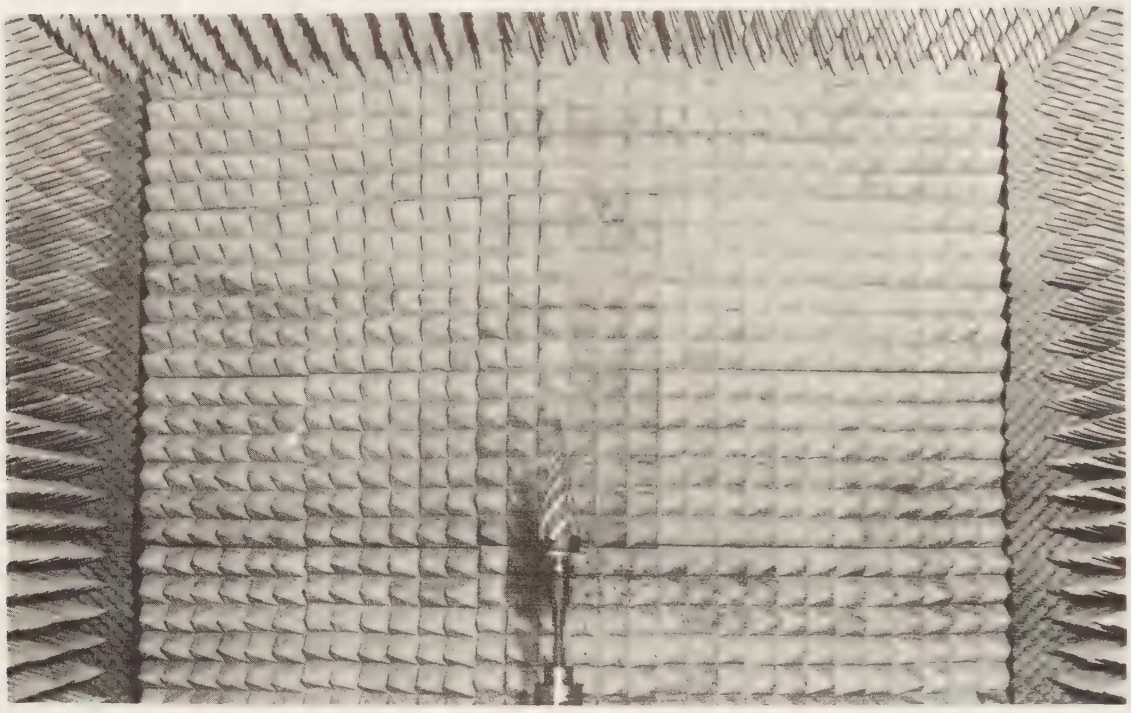
L'excitation m = 2 pouvant être réalisée avec un seul câble a été choisie de préférence à l'excitation m = 1 qui pouvait a priori également convenir mais de conception plus compliquée.

Le tableau 5 (pour $\theta_0 = 7,5$ °, μ = variable) et son annexe expliquent le choix de la valeur de μ. En effet, bien que les variations maximales du gain dans le plan horizontal soient plus fortes que pour $\mu = 45$ ° ou $\mu = 50$ °, c'est pour la valeur choisie $\mu = 40$ ° que le diagramme de rayonnement est le plus symétrique de part et d'autre de l'horizon et que le rapport d'ellipticité est le plus faible (1,2 dB).

Nous avons donc commencé par calculer la loi de décroissance du courant dans la bande de fréquence considérée. On constate, sur la figure 32, qu'à partir de 9 GHz les courbes de courant sont identiques. Aux fréquences plus basses on observe l'apparition d'oscillations plus ou moins fortes suivant qu'elles se produisent pour la deuxième ou la première zone de rayonnement (le taux de décroissance du courant pour la deuxième zone étant plus faible que pour la première).Il sera donc nécessaire de charger l'extrémité des brins. Le tracé, pour quelques fréquences, de la phase du courant montre que l'onde se propage le long de la structure à une vitesse proche de celle de la lumière dans la première zone de rayonnement et supérieure dans la seconde. Les figures 33 et 34 représentent la comparaison théorique et expérimentale du rayonnement en site pour les deux composantes E_θ et E_ϕ, pour l'antenne non chargée. On peut remarquer déjà une bonne indépendance de la fréquence. La polarisation de l'onde émise, théorique et expérimentale, fait l'objet de la figure 37. Il est surtout important de noter la valeur faible et à peu près constante du rapport d'ellipticité (figure 8 e), pour des angles de site θ croissants au dessus de l'horizon ($\theta = \pi/2$) et dans le plan horizontal (figure 8 a).

En fait le rapport théorique d'ellipticité reste excellent au delà de 9 GHz.

La photo ci-dessous représente l'antenne chargée dans une chambre absorbante électromagnétique de mesure.



La figure 35 montre les variations maximales du gain isotrope pour les composantes E_θ et E_ϕ du champ rayonné omnidirectionnellement mesuré en balayage, l'antenne étant chargée, dans la bande de 2 à 16 GHz. Jusqu'à 12 GHz l'antenne peut être considérée comme une antenne omnidirectionnelle à "grand gain", ce dernier ne descendant pas au dessous de -4,5 dB. Au delà de 12 GHz, les caractéristiques de rayonnement se dégradent, ce qui peut s'expliquer par le fait que le haut de l'antenne est réalisé avec des fils de diamètre constant, égal à celui du câble d'alimentation.

On présente également sur cette même figure les variations par rapport à la loi linéaire de la phase des composantes du champ rayonné omnidirectionnellement.

L'adaptation (R.O.S.) de l'antenne chargée a été enregistrée en fonction de la fréquence (figure 36). Le rapport d'ondes stationnaires est toujours inférieur à 2, ce qui est en accord (le câble d'alimentation ayant peu de pertes) avec l'impédance d'entrée reportée pour chaque fréquence (figure 32).

III - ANTENNE DE GONIOMETRIE EN AZIMUT.

Un peut penser utiliser une antenne unique constituée de quatre brins "épais" pour déterminer, dans une large bande de fréquences (par exemple plusieurs octaves), l'angle ϕ d'arrivée d'une onde électromagnétique de fréquence inconnue. De nombreux auteurs se sont intéressés à la goniométrie d'émissions électromagnétiques brèves ou non dans de larges bandes de fréquences, mais la plupart des travaux ont été publiés à tirage très limité (cf. 11) et les résultats obtenus sont peu connus. De plus, les systèmes réalisés comportaient obligatoirement un ensemble de plusieurs antennes. DYSON |24| a proposé une seule antenne fonctionnant simultanément suivant des modes différents pour réaliser un tel système. L'idée a été reprise par KAISER et LITTLE |36| et par nous-mêmes |20|. Elle consiste à utiliser deux modes pour lesquels la différence de phase entre les champs rayonnés varie de 2π pour une rotation en azimut du même angle. Nous avions essayé d'abord |17| d'utiliser successivement les combinaisons $(m_1 - m_2)$ et $(m_2 - m_3)$ répondant toutes les deux à la condition précédente. Les résultats théoriques obtenus n'étaient pas satisfaisants.

Nous avons finalement choisi la combinaison de modes $(m_1 - m_3)$; cependant celle-ci présente l'inconvénient de nécessiter un "lever de doute", puisque la variation de phase entre les champs rayonnés par ces deux modes est de 4π et non de 2π.

Il faut donc choisir un type d'antenne de paramètres géométriques tels que :

1) La différence des phases reçue pour chaque mode d'excitation ne s'écarte pas trop de la loi linéaire théorique.

2) Que les centres de phase pour les deux modes d'excitation considérée (situés sensiblement sur l'axe de l'antenne) soient aussi proches que possible pour éviter un déphasage supplémentaire important dû à l'angle de site.

Or quelque soit l'excitation, on s'aperçoit que les centres de phase sont d'autant plus rapprochés que θ_0 croît [20]. Nous avons donc choisi une antenne correspondant aux paramètres suivants : $\theta_0 = 20°$, $\mu = 45°$, $\delta = 32°$, $r_0 = 0{,}5$ cm, $L = 24$ cm excitée simultanément suivant les modes 1 et 3. Pour une telle antenne les centres de phase dans le plan $\theta = \pi/2$ sont distants du sommet du cône respectivement de : $z_1 = 1{,}2\ \lambda$ $z_3 = 0{,}9\ \lambda$ ce qui peut entraîner une erreur de phase de deux degrés par degré de site.

Par contre les variations théoriques du rayonnement omnidirectionnel pour l'amplitude et la phase des composantes E_θ et E_ϕ du champ sont élevées pour chaque mode (voir figure 46). Ceci se comprend facilement lorsqu'on observe les variations en fonction de la fréquence de la loi de décroissance du courant pour les deux modes considérés (figures 38 et 41).

Ces défauts peuvent être fortement diminués par la présence de la coiffe absorbante déjà décrite (page 69) et présentée sur la photo ci-dessous. On a finalement obtenu une précision de goniométrie dans le plan horizontal ($\theta = \frac{\pi}{2}$) meilleure que ± 7° pour une fréquence quelconque entre 3 et 10 GHz.

La coiffe joue un rôle important pour deux raisons :

- elle évite les réflexions en bout provoquées par la trop faible longueur des éléments rayonnants ;

- elle rend plus rapide, tout le long de la structure, la décroissance du courant limitant ainsi l'effet des zones secondaires.

La charge des brins à leur extrémité n'aurait pu qu'éviter les réflexions en bout.

L' adaptation de l'antenne associée à son système d'alimentation fait l'objet de la figure 44.

La figure 45 donne un exemple à la fréquence de 7 GHz de la polarisation de l'onde émise pour les deux modes dans le plan d'horizon.

L'utilisation du banc automatique Hewlett-Packard permet d'enregistrer directement en balayage de fréquence la différence de phase des signaux reçus par l'antenne fonctionnant simultanément suivant ses deux modes, signaux qui apparaissent respectivement aux deux sorties du coupleur du système d'alimentation.

Pour une direction (θ, ϕ) d'arrivée des ondes électromagnétiques située au voisinage de l'horizon, l'angle ϕ de goniométrie est fonction de trois variables et on peut l'écrire :

$$\phi = \Delta + k_o d \sin \theta + \frac{1}{a} \text{Log} \frac{f}{f_o}$$

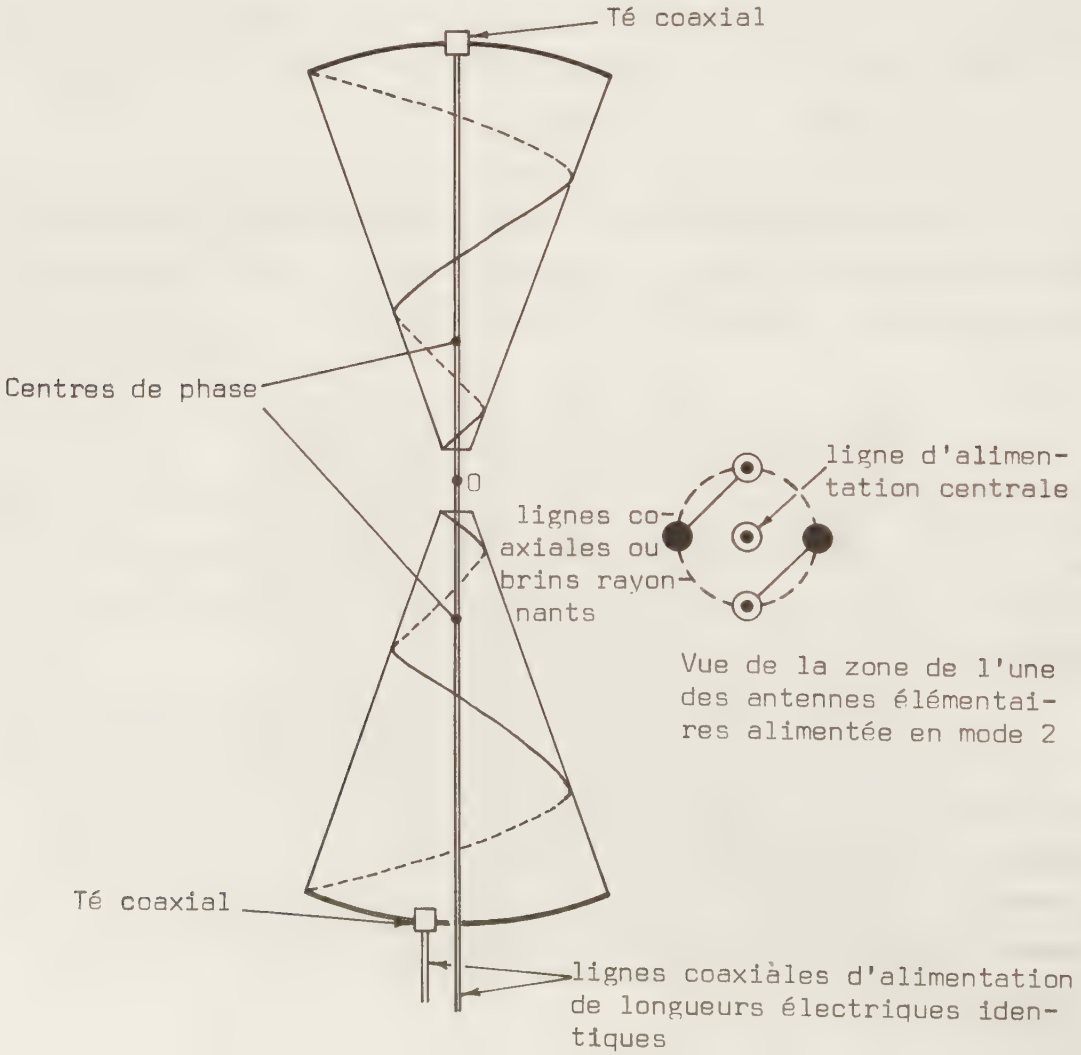
Δ étant la différence de phase entre les signaux reçus suivant les modes 1 et 3, d la distance $z_1 - z_3$ des centres de phase supposés situés sur l'axe de l'antenne, f la fréquence du signal et f_o une fréquence de référence.

Le troisième terme de l'expression de ϕ, lié aux propriétés de ce type d'antennes est extrêmement gênant. Pour l'éliminer, il est nécessaire de connaître la fréquence du signal détecté. On peut aussi le compenser à l'aide d'un quadripôle passif donnant une loi de phase opposée. Dans ce cas, l'indication de l'azimut est indépendante de la fréquence.

IV - ANTENNE DE GONIOMETRIE EN SITE.

Un tel système a fait l'objet d'un dépôt de brevet par M. G. DUBOST [12] et la vérification du principe de base a été réalisée pour des brins "minces" et dans une bande relativement étroite par M. G. JOLIFF, au laboratoire.

Il s'agit d'un dispositif permettant de déterminer avec précision (de l'ordre du degré) le site d'arrivée d'une onde électromagnétique brève ou continue dans une bande de fréquence de plusieurs octaves quelque soit son azimut. Il est constitué par un ensemble de deux



antennes du type conique équiangulaire à quatre brins enroulées en sens inverse, alimentées en mode m = 2, et disposées suivant le même axe symétriquement par rapport à leur pôle commun d'expansion selon le schéma ci-dessus.

La détermination du site s'effectue par une mesure de phase entre les signaux reçus par les deux antennes, le lever de doute s'effectue par une comparaison d'amplitudes.

Le principe en est le suivant :

Lorsque l'on oppose par leur sommet deux antennes identiques de même axe, enroulées en sens inverse, la différence de phase entre les signaux reçus par ces deux antennes ne dépend pas de l'angle d'azimut d'arrivée ; elle ne dépend que de l'angle de site. On peut donc penser utiliser cette propriété pour réaliser une goniométrie en site dans une large bande de fréquences.

Pour avoir une bonne précision dans la mesure, il est nécessaire de choisir deux antennes dont les paramètres géométriques sont tels que :

- la variation de la phase du champ à site constant, lorsqu'on tourne autour de l'antenne, soit la plus proche possible de la variation théorique linéaire ;

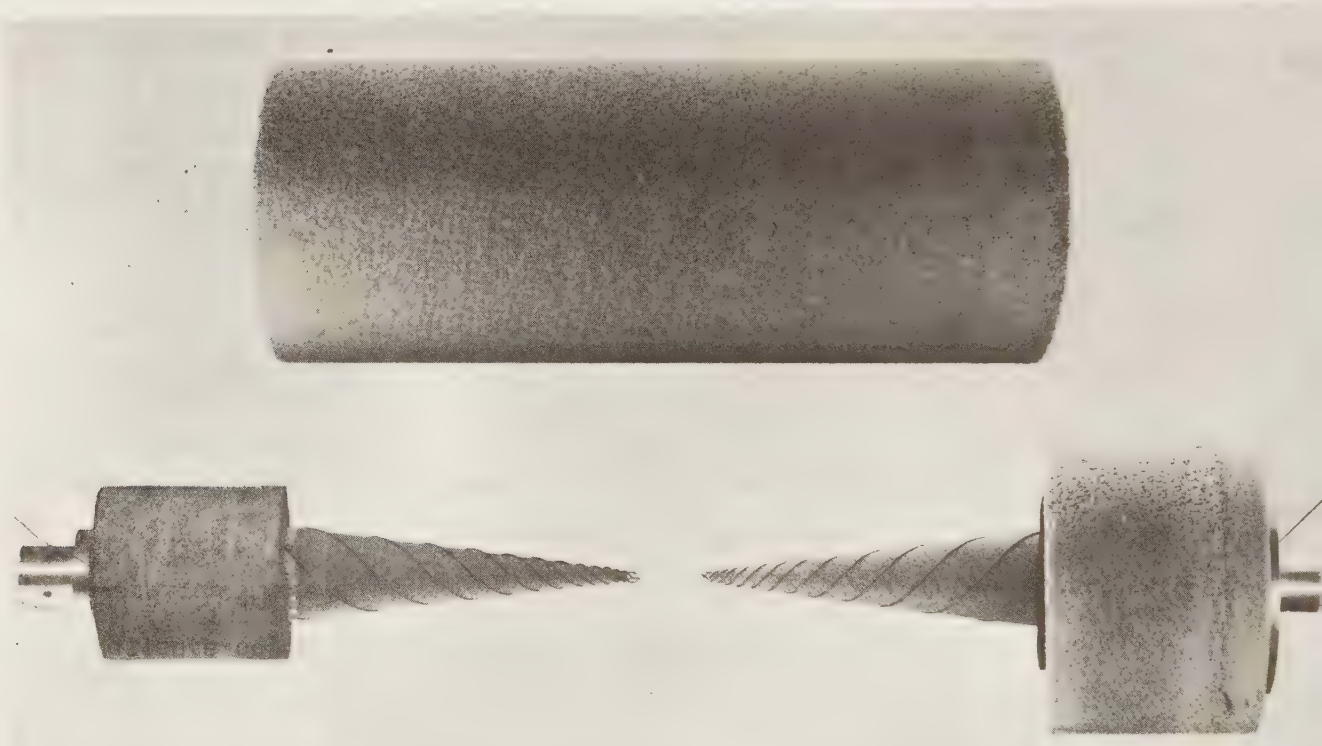
- le centre de phase soit le plus éloigné possible du sommet afin d'avoir une variation rapide de phase avec le site.

Il est alors nécessaire de lever le doute sur les rotations multiples de la phase (2 k π radians) en comparant les amplitudes des deux modes. Cette dernière comparaison n'a pas besoin d'être très précise.

D'autre part les caractéristiques de rayonnement n'étant pas les mêmes pour les deux composantes E_θ et E_ϕ , il sera nécessaire de travailler avec deux stations distinctes fonctionnant chacune en polarisation rectiligne. Ceci peut être obtenu par filtrage d'une des com-

posantes à l'aide de polariseurs appropriés : un polariseur sphérique comprenant des fils métalliques disposés soit suivant les parallèles d'une sphère, soit suivant les méridiennes, laissera passer la composante verticale ou la composante horizontale du champ électrique.

La photo ci-dessous montre la maquette réalisée avec deux antennes à brins "minces" correspondant à $\theta_0 = 7,5$ °, $\mu = 45$ °, $R = 0,6$ mm, $r_0 = 1,7$ cm, $L = 30$ cm et excitée en mode $m = 2$. L'amplitude théorique du courant et les diagrammes de rayonnement en site sont présentés figure 29.



Avec ces paramètres, la variation théorique de la différence de phase est de 22° pour une variation de l'angle de site de 1°, ce qui correspondait à une différence de niveau des amplitudes de 6 dB, largement

suffisante pour faire le lever de doute. (Ces chiffres sont extraits de la première partie de l'étude déjà publiée [20]).

Cependant, l'observation des figures 29 et 30 nous montre qu'une antenne à brins "minces" n'est pas idéale pour réaliser un tel dispositif. En particulier, le lever de doute est difficile à faire dans une large bande de fréquences en raison des fluctuations du diagramme de rayonnement.

Pour des antennes à brins "épais" de même paramètres de définition (θ_o, μ , r_o , L) et de largeur angulaire $\delta = 50°$, notre programme numérique nous a permis de faire le calcul complet du champ électromagnétique rayonné à grande distance (fig. 31). On trouve que dans un domaine d'angles de site compris entre $\pm$ 30 ° de part et d'autre de l'horizon, la différence d'amplitude entre les signaux reçus par les deux antennes fonctionnant en "mode 2" varie à raison de 0,3 dB par degré de site pour la composante horizontale du champ, et de 0,5 dB par degré de site pour la composante verticale. Une différence de $\pm$ 1 dB sur les amplitudes des signaux reçus dans les deux voies, et due à des imperfections de réalisation d'antenne et à des différences de gain des amplificateurs à large bande, donne dans le cas le plus défavorable une incertitude sur le site de 7 ° qui permet très confortablement de lever le doute pour la mesure précise du site. On pourrait même admettre des différences de $\pm$ 2,5 dB. Pour la détermination précise du site, on procède à la mesure de la différence de phase des signaux reçus. Le calcul montre que dans ce cas la distance des deux centres de phase, rapportée à la longueur d'onde est de $\frac{d}{\lambda} = 3,5$. Ceci correspond sensiblement à une variation de la différence de phase électrique de 22 ° pour une élévation de site de 1 °. Une non identité entre voies, ajoutée aux erreurs du discriminateur de phase entraînant une erreur de phase de $\pm$ 10 degrés électriques donnera pour le site une imprécision inférieure à $\pm$ 0,5 degrés. La moyenne de l'indication de site donnée par les deux stations nous permet de porter cette imprécision sensiblement à $\pm$ 0,25 degrés. Il faut tenir compte des défauts de linéarité en phase pour les deux antennes dans le plan horizontal $\theta = \frac{\pi}{2}$. La figure 31 (Tableau) montre que ces défauts diminuent lorsque l'épaisseur croît.

Un tel dispositif est en cours de réalisation au laboratoire. Bien que nous n'ayons pas encore de résultats expérimentaux, les calculs théoriques montrent nettement l'intérêt pour ce système, de l'in-

troduction de brins "épais". On peut,en introduisant des discriminateurs de phase et d'amplitude, réaliser aussi une goniométrie en azimut à l'aide de ces deux stations [12].

Une publication récente de DESCHAMPS et DYSON [11] propose un dispositif de goniométrie site-azimut dans un angle solide situé cette fois autour de l'axe de l'antenne ($\theta = 180°$) à l'aide d'une seule antenne, mais en supposant connue, ou mesurée, la fréquence d'émission du signal. Il semble que certaines de leurs difficultés (effets des zones secondaires de rayonnement) pourraient être résolues par l'emploi d'antennes à brins "épais".

V - EXTENSIONS POSSIBLES.

V.1. - ETUDE DE DEUX ANTENNES A BRINS "EPAIS" COUPLEES DE MÊME AXE ET DE MÊME PÔLE D'EXPANSION.

Il semble possible de généraliser la méthode d'étude théorique au cas d'antennes coniques équiangulaires couplées, de même axe et de même pôle d'expansion. On a alors à résoudre, du point de vue numérique un système d'équations intégrales, les distributions de courant n'étant pas les mêmes sur chacun des éléments rayonnants de la structure complète.

Une application possible est une *antenne directive à large bande, du type spirale plane épaisse, à polarisation circulaire*. Celà correspond au cas $\theta_0 = 90$ °. Les études actuelles sur ce type d'antenne à brins "minces" associée à une cavité réflectrice montrent qu'il existe une dépendance entre les caractéristiques de rayonnement et la fréquence.

On peut penser qu'une antenne plane à deux brins "épais" alimentés en opposition de phase, associée à un réflecteur apériodique, constitué lui-même par une antenne conique équiangulaire à deux brins "épais" de même pôle d'expansion, constituera réellement une antenne à large bande de fréquence, unidirectionnelle et dont le gain sera supérieur à + 5 dB dans l'axe du rayonnement principal.

Cette étude est actuellement en cours de réalisation par M. B. LORIG, au laboratoire. Elle est à rapprocher des problèmes rencontrés dans la diffraction entre fils de configuration arbitraire [60].

V .2. - ANTENNE INDEPENDANTE DE LA FREQUENCE, DIRECTIVE ET A GRAND GAIN.

Nous pensons également étudier une combinaison d'antennes coniques équiangulaires à brins "épais", de même pôle d'expansion mais non identiques, afin d'obtenir une antenne directive à grande largeur de bande, à polarisation circulaire et dont le faisceau principal de rayonnement serait de révolution autour de l'axe de symétrie du réseau ainsi constitué. Les calculs montrent qu'il est possible d'obtenir dans la bande de 2 à 12 GHz, une antenne directive à polarisation circulaire dont l'ouverture à 3 dB serait de l'ordre de 10 ° et dont le gain isotrope dans la direction du maximum serait voisin de 20 dB avec un rayonnement secondaire en dessous de 15 dB du rayonnement principal. Ces antennes en particulier pourraient être utilisées comme sources primaires de paraboloïdes ou comme antennes étalons remplaçant les cornets électromagnétiques à bande relativement étroite |13|.

On peut envisager un balayage électronique du faisceau.

VI - CONCLUSION.

Ces quelques exemples montrent clairement l'avantage des brins "épais" dans les caractéristiques de fonctionnement de dispositifs déjà réalisés et laissent entrevoir des performances intéressantes pour des applications futures ou en cours de réalisation.

La bande passante d'une antenne dont les paramètres géométriques sont fixés est en général d'autant plus large que l'épaisseur δ des brins rayonnants est grande. Cette propriété résulte du fait que pour toutes les excitations de l'antenne, le taux de décroissance du courant augmente avec la largeur angulaire.

Les antennes à brins rayonnants "épais" ont des caractéristiques de rayonnement indépendantes de la fréquence et des diagrammes beaucoup plus lisses que ceux des antennes à brins "minces".

La théorie nous a permis de faire une sélection précise des antennes à brins "épais" et à large bande intéressantes par leurs applications dont nous avons mesuré les caractéristiques.

Enfin, nous envisageons le développement d'antennes unidirectionnelles à large bande constituées par une antenne à brins "épais" du type équiangulaire plan associée à un réflecteur apériodique et des combinaisons d'antennes du type conique équiangulaire à brins "épais" et différentes, de pôle d'expansion commun pour constituer des sources directives à grand gain et à large bande passante (utilisée par exemple comme sources primaires de paraboloïde).

C O N C L U S I O N

Si l'on excepte la théorie de LIANG et LO, les antennes coniques équiangulaires à plus de deux brins n'ont jamais, à notre connaissance, fait l'objet d'une étude théorique complète.Nous avons montré que la théorie proposée par MEI pour des antennes à deux éléments rayonnants, peut être généralisée avec succès à l'étude des antennes multibrins, multimodes. Bien que fondée sur les hypothèses des antennes à "fils minces", la théorie donne d'excellents résultats pour l'étude des caractéristiques de rayonnement des antennes à brins très "épais", indépendantes de la fréquence.

Le programme numérique réalisé permet de déterminer, compte-tenu du couplage, la loi de distribution du courant le long des éléments rayonnants et d'en déduire toutes les caractéristiques de rayonnement d'antennes de paramètres donnés. Nous donnons une interprétation des résultats obtenus numériquement à l'aide de la théorie de LIANG et LO, et en termes de diagramme de Brillouin, comme l'ont fait MITTRA et JONES dans le cas plus général des antennes log-périodiques.

L'étude théorique et expérimentale nous permet d'attirer l'attention sur le rôle joué par la largeur angulaire des brins "épais" dans l'élargissement de la bande passante des antennes coniques équiangulaires multibrins.et de montrer tout le parti qu'on peut en tirer dans les applications.

Par une légère modification de notre programme numérique, il

est possible de traiter le cas des antennes multibrins à large bande, sur surface de révolution quelconque.

Nous nous proposons enfin, parce qu'elle est très précieuse pour ces interprétations, de reprendre la théorie de LIANG et LO, qui utilisaient une loi de distribution du courant approchée en greffant simplement leur méthode de calcul des champs en termes de multipôles sur notre programme de calcul numérique de distribution de courant. On devrait mettre ainsi en évidence de façon plus précise les poids des différents champs modaux. Il serait intéressant de calculer la distribution du champ électromagnétique sur l'antenne pour chaque mode de façon à éventuellement filtrer les modes indésirables pour favoriser le rayonnement du mode principal.

A N N E X E

IMPEDANCES D'UNE ANTENNE A QUATRE ELEMENTS RAYONNANTS ALIMENTEE SYMETRIQUEMENT

Considérons l'alimentation d'une antenne à N = 4 brins telle qu'elle a été représentée sur la photo de la page 54, et réalisée par exemple par quatre câbles coaxiaux courant le long de l'axe du cône et dont les gaines sont à la masse. Cette alimentation est schématisée sur la figure ci-dessous. On peut la considérer comme étant réalisée soit par une excitation en courant $I^4 = (i_1^4, i_2^4, i_3^4, i_4^4)$, soit par une excitation en tension $V^4 = (v_1^4, v_2^4, v_3^4, v_4^4)$ avec comme seules restrictions

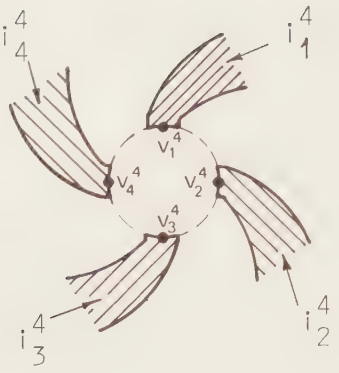
$$\sum_{k=1}^{4} i_k^4 = 0 \quad \text{et} \quad \sum_{k=1}^{4} v_k^4 = 0$$

(ces restrictions sont d'ailleurs équivalentes).

Les vecteurs V^4 et I^4 sont reliés linéairement par la relation :

$$V^4 = \bar{\bar{Z}}\, I^4$$

La matrice Z étant circulante et symétrique compte tenu de la géométrie de l'antenne |10|. On peut l'écrire sous la forme :



$$\bar{\bar{Z}} = \begin{bmatrix} Z_o & Z_1 & Z_2 & Z_1 \\ Z_1 & Z_o & Z_1 & Z_2 \\ Z_2 & Z_1 & Z_o & Z_1 \\ Z_1 & Z_2 & Z_1 & Z_o \end{bmatrix}$$

Cette matrice a deux vecteurs propres indépendants et un plan propre.

Les deux vecteurs propres indépendants sont :

$I_4^4 = (1, 1, 1, 1)$ correspondant à la valeur propre $Z_o+2Z_1+Z_2$

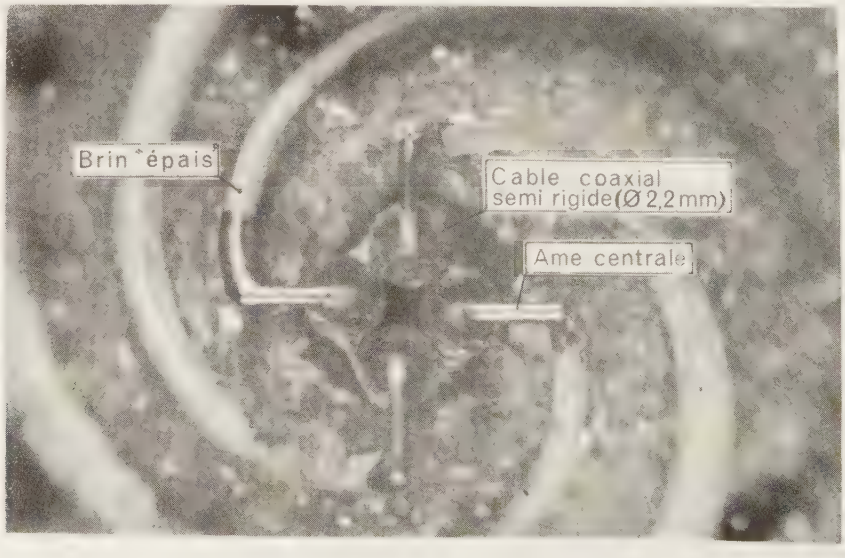
$I_2^4 = (1,-1,1,-1)$ correspondant à la valeur propre $Z_o-2Z_1+Z_2$

Le plan propre correspond à la valeur propre Z_o-Z_2, et on peut choisir les deux vecteurs de base suivants :

$$I_1^4 = (1, j, -1, -j)$$

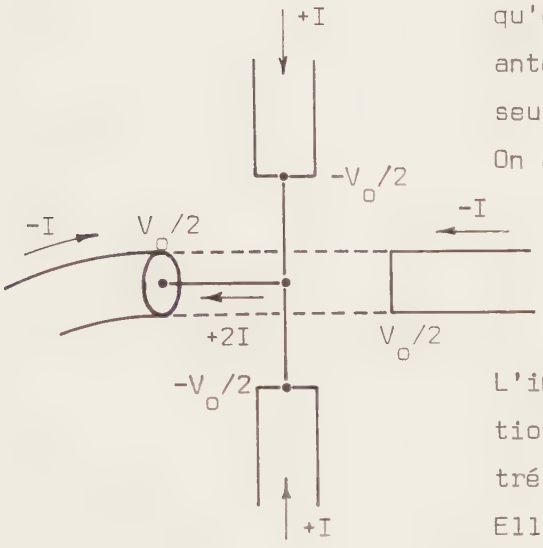
$$I_3^4 = (1, -j, -1, j).$$

Le vecteur I_4^4 ne représente pas une excitation possible car il ne vérifie pas la loi de conservation des courants. On retrouve donc les trois excitations de base symétriques I_m^N (N = 4, m = 1, 2, 3) d'une antenne à quatre brins.



DEFINITION D'UNE IMPEDANCE EN MODE m = 2 :

Nous avons vu (p. 56 - § IV.2.2) qu'on peut réaliser une excitation I_m^N d'une antenne à quatre brins (I_m^4) à l'aide d'un seul câble, suivant le schéma ci-contre.



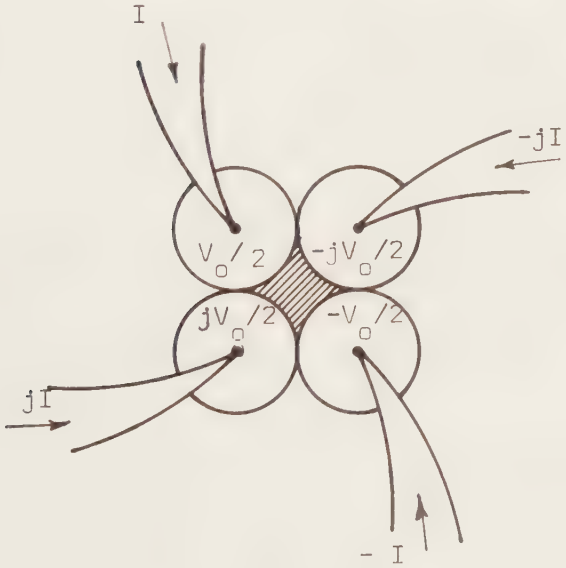
On a : $I_2^4 = I(1, -1, +1, -1)$

$V_2^4 = \frac{V_o}{2}(1, -1, +1, -1)$

$\frac{V_o}{2I} = Z_o - 2Z_1 + Z_2$

L'impédance à l'entrée du câble d'alimentation, qui n'est autre que l'impédance d'entrée de l'antenne, a donc pour valeur $\frac{V_o}{2I}$. Elle est donc directement donnée par le programme numérique.

DEFINITION D'UNE IMPEDANCE EN MODES m = 1 et m = 3 :



Pour une telle alimentation, on a :

$I_1^4 = I \ (1, +j, -1, -j)$

$V_1^4 = V \ (1, +j, -1, -j)$

$I_3^4 = I' \ (1, -j, -1, +j)$

$V_3^4 = V' \ (1, -j, -1, +j)$

$\frac{V}{I} = \frac{V'}{I'} = Z_o - Z_2$

Ainsi, l'impédance que donne le programme est la même pour les modes m = 1 et m = 3. Ce n'est pas l'impédance d'entrée de l'antenne, mais seulement l'impédance sur laquelle est fermée chacun des deux symétriseurs du système d'alimentation. Du fait que Z_1 n'apparaît pas et que les brins considérés sont diamétralement opposés sur la structure, cette impédance n'est autre que *l'impédance d'entrée de l'antenne à deux brins ayant des paramètres de définition identiques.*

B I B L I O G R A P H I E

| 1 | J. AHARONI — "Antennas ; an Introduction to their Theory". Oxford, England, Clarendon Press, 1946, pp. 133-135.

| 2 | C. ANCONA — "Polarisation circulaire et antennes indépendantes de la fréquence". L'Onde Electrique (Mai 1963, n° 434, pp. 503-507).

| 3 | C.L. ANDREWS — "Microwawe probes for electric fields near metal surfaces." I.E.E.E. Trans. on Antennas and Propagation, Vol. AP-16, n° 4, Juil. 1968 - pp. 441-445.

| 4 | L. BEAULIEU — "Antenne de réseau de surface à large bande de fréquences." Thèse 3ème cycle. (Oct. 1969). Fac. des Sciences de Rennes.

| 5 | M. BOUIX — "Les fonctions généralisées ou distributions." Masson, Paris, 1964, 216 pages.

| 6 | B.R. CHEO, V.H. RUMSEY and W.J. WELCH — "A solution to the frequency-independent antenna problem". IRE Trans. on Antennas and Propagation, vol. AP-9, Nov. 1961, pp. 527-534.

|7| R.E. COLLIN F.J ZUCKER

"Antenna Theory"- Part 1
Mc Graw-Hill, New York, 1969, 657 pages.

|8| R.E. COLLIN, F.J. ZUCKER

"Antenna Theory"- Part 2
Mc Graw-Hill, New York, 1969, 674 pages.

|9| J.P. DANIEL "Etude d'une antenne log-périodique dipolaire épaisse."
Thèse 3ème Cycle. (Déc. 1970). Fac. des Sciences de Rennes.

|10| G.A. DESCHAMPS "Impedance Properties of Complementary Multi-terminal Planar Structures".
IRE Trans. on Antennas and Propagation.
Vol. AP-7, Déc. 1959, pp. S371-S378.

|11| G.A. DESCHAMPS, J.D. DYSON

"The Logarithmic Spiral in a Single-Aperture Multimode Antenna System."
I.E.E.E. Trans. on Antennas and Propagation.
Vol. AP-19, n° 1, Jan. 1971, pp. 90-96.

|12| G. DUBOST "Système de goniométrie de phase en site et en azimut à large bande de fréquence".
Brevet d'Invention n° 700.68.55 du 24.02.1970.

|13| G. DUBOST "Conception d'Antennes nouvelles à large bande"
Communication à la journée d'étude de la SFER Bretagne. Sept. 1970 - Lannion.

|14| G. DUBOST, G. JOLIFF, C. TERRET
"Antenne multibrins, à large bande sur surface de révolution quelconque".
Rapport d'étude théorique, D.R.M.E. 32-68 - sept. 1970. (70 pages).

|15| G. DUBOST, C. TERRET "Antenne omnidirectionnelle multibrins, cohérente, indépendante de la fréquence et à résolution de phase". Rapport théorique et expérimental D.R.M.E. 32/68 - Janv. 1969 (30 pages).

|16| G. DUBOST, C. TERRET "Antenne omnidirectionnelle multibrins, cohérente, indépendante de la fréquence et à résolution de phase". Rapport expérimental, D.R.M.E. 32/68, Juil. 1969 (45 pages).

|17| G. DUBOST, C. TERRET "Antenne omnidirectionnelle multibrins, cohérente, indépendante de la fréquence et à résolution de phase". Rapport théorique, D.R.M.E. 293/65 - Mai 1967 (92 pages).

|18| G. DUBOST, C. TERRET "Antenne omnidirectionnelle multibrins indépendante de la fréquence". Rapport expérimental, D.R.M.E. 293/65 Juin 1968 (66 pages).

|19| G. DUBOST, C. TERRET "Antenne omnidirectionnelle multibrins indépendante de la fréquence". Rapport final, D.R.M.E. 293/65 - Juil. 1968 (70 pages).

|20| G. DUBOST, C. TERRET "Antennes indépendantes de la fréquence". Annales des Télécommunications. Nov. Déc. 1968, Tome 23, n° 11-12, pp. 311-338.

|21| R.H. Du HAMEL, D.E. ISBELL "Broadband-Logarithmically-Periodic-Antenna-Structures". IRE National Convention Record - Part 1, 1957 - pages 119-128.

|22| J.D. DYSON "The Equiangular Spiral Antenna". IRE Trans. on Antennas and Propagation. Vol. AP-7, n° 2, Avril 1959, pp. 181-187.

|23| J.D. DYSON "A Unidirectional Equiangular Spiral Antenna". IRE Trans. on Antennas and Propagation. Vol. AP-7, Oct. 1959 - Pages 329 à 334.

|24| J.D. DYSON "Multimode Logarithmic Spiral Antennas - Possible Applications". Proc. Nation. Electron. Conf. U.S.A. (1961).

|25| J.D. DYSON "The Characteristics and Design of the Conical Log-Spiral Antenna". I.E.E. Trans. on Antennas and Propagation. Vol. AP-13, n° 4, Juil. 1965, pp. 488-499.

|26| J.D. DYSON, P.E. MAYES "New Circulary-Polarized Frequency-Independent Antennas with Conical Beam or Omnidirectional patterns". I.R.E. Trans. on Antennas and Propagation. Vol. AP-9, n° 4, Juil. 1961, pp. 334-342.

|27| A.B. GOROSHCHENJA "Calcul des dimensions des zones de rayonnement effectif des spirales coniques". (En Russe). Izvest. Vyssh. Uchebn. Zaved, Radioelectron. SSSR. n° 2, tome 10, 1967, pp. 150-156.

|28| E. HALLEN "Theorical Investigations into the Transmitting and Receiving Qualities of Antennas". N.A.R. Soc. Sci. Upsal., Series IV, Vol. 11, pp. 1-44, 1938.

|29| R.F. HARRINGTON "Time-Harmonic Electromagnetic Fields". Mac Graw Hill - New York - 1961, 480 p.

|30| A. HESSEL "General Characteristics of Traveling-Wave Antennas". Dans "Antenna Theory". R.E. Collin et F.J. Zucker. Mc Graw Hill - New York - 1969, Tome 2, pp. 19, pp 151-258.

|31| S. HONG, G. RASSEWEILLER

"Size Reduction of a Conical Log-Spiral Antenna by Loading with Magneto-Dielectric Material".
I.E.E.E. Trans. on Antennas and Propagation.
Sept. 1966, n° 5, pp. 650-651.

|32| J.D. JACKSON "Classical Electrodynamics".
J. Wiley and Sons. Inc., New York, 1962, 641 p.

|33| H. JASYK "Antenna Engineering Hand-Book"
Mc Graw Hill, New York, 1961.

|34| E.C. JORDAN, G.A. DESCHAMP, J.D. DYSON, R.E. MAYES.

"Developments in Broadband Antennas".
I.E.E.E. Spectrum, Avril 1964, pp. 58-71.

|35| P. KAISER "The Inclined Log-Spiral Antenna, a Newtype of Unidirectional, Frequency Independent Antenna".
I.E.E.E. Trans. on Antennas and Propagation.
Mars 1967 - pp. 304-305.

|36| J.A. KAISER, J.H. LITTLE

"Phase Comparison Properties of the Dual Mode Spiral with Application to Direction Finding".
S.I. Inst. Elect. Electron. Engrs. 1964,
pp. 67-72.

|37| R.W.P. KING, E.A. ARONSON, C.W. HARRISON

"Determination of the Admittance and Effective Length of Cylindrical Antennas".
Radio Science, vol. 1, n° 7, Juil. 1966,
pp 835-850.

|38| R.W.P. KING "Theory of Linear Antenna".
Harvard University Press, Cambridge, Massachussett.
1956, 944 p.

|39| J. KRAUS "Antennas".
Mac Graw Hill, New York, 1950 - 583 p.

|40| S.R. LAXPATI, R. MITTRA

"Boundary-Value Problems Associated with Source Excited Planar-Equiangular-Spiral Antennas".
Proc. I.E.E. Vol. 114, n° 3, Mars 1967, pp. 352-359

|41| H. LEBLOND "Fabrication d'antennes coniques équiangulaires épaisses par usinage mécanique".
Brevet d'invention n° 694.30.69 du 3.12.69.

|42| C.S. LIANG, Y.T. LO.

"A Multipole-Fiels Study for the Multiarm Log-Spiral Antennas".
I.E.E.E. Trans. on Antennas and Propagation.
Vol. AP-16, n° 6, Nov. 1968, pp. 656-664.

|43| K.K. MEI "On the Integral Equations of Thin Wire Antennas".
I.E.E.E. Trans. on Antennas and Propagation.
Vol. AP-13, n° 3, mai 1965, pp. 374-378.

|44| H.H. MICHELS "Abcissas and Weight Coefficients for Lobatto Quadrature".
Mathematics of Computation, Juillet 1963,
pp. 237-244.

|45| R. MITTRA, K.E. JONES

"Theoretical Brillouin (k, β) Diagrams for Monopole and Dipole Arrays and Their Application to Log-Periodic Antennas".
I.E.E.E. Trans. on Antennas and Propagation.
Vol. AP.12, n° 5, Sept. 1964, pp. 533-540.

|46| R. MITTRA, P.W. KLOCK

"A Theoretical Study of the Conical Spiral Antenna".
URSI Electromag. Theory Symp. Delft, Netherlands,
Sept. 1965, pp. 751-765.

|47| A. MOCHE "Etude du courant le long des éléments rayonnants d'une antenne conique équiangulaire à ondes progressives en hyperfréquence".
Thèse de 3è Cycle. Juin 1969. Fac. des Sciences Rennes.

|48| P. POEY "Symétriseurs hyperfréquence à large bande fonctionnant de 3 à 10 GHz".
Thèse de 3è cycle. Mai 1968. Faculté des Sciences de Rennes.

|49| P. POINCELOT "Précis d'Electromagnétisme Théorique".
Dunod - Paris. 456 p. 1968.

|50| H.B. RIBLET, R.M. KNIGHT
"A Broad-Band Spherical Satellite Antenna".
IRE International Convention Record.
Vol. 8, Part 5, Communication Systems, Space Electronics and Telemetry. 1960 - pp. 63-73.

|51| A.G. ROEDERER "Calcul du champ rayonné par une antenne à périodicité logarithmique".
L'onde Electrique 49 (1969) pp. 223-227.

|52| A. RUDIGER "Dispositif simple de mesure du champ de proximité d'une antenne selon module, phase et direction".
Communication de l'Institut für Technische Electronik à la TH Aix-La-Chapelle. NTZ 1968, n° 5,
pp. 271-287.

|53| V.H. RUMSEY "Frequency Independent Antennas".
Academic Press - New York - 1966, 150 p.

|54| V.H. RUMSEY "Frequency Independent Antennas".
University of Illinois, IRE National Convention Record, Part 1, 1957, pp. 119-128.

|55| V.H. RUMSEY "A New Way of Solving Maxwell's Equations".
IRE Trans. on Antennas and Propagation, vol. AP-9, Sept. 1961. pp. 461-465.

|56| E. SILVER "Microwave Antenna Theory and Design".
Massachussetts. Institute of Technologie
Mac Graw-Hill - New York.

|57| R. SIVAN-SUSSMAN

"Various Modes of the Equiangular Spiral Antennas". IEEE Trans. on Antennas and Propagation, vol. AP-11, Sept. 1963, pp. 533-539.

|58| J.A.STRATTON "Théorie de l'Electromagnétisme". Dunod - Paris. 1961, 700 p.

|59| C.H. TANG "Input Impedance of Arc Antennas and Short Helical Radiators". IEEE Trans. on Antennas and Propagation. Vol. AP-12, Janv. 1964, pp. 2-9.

|60| C.T. TAYLOR "Electromagnetic Scattering from Arbitrary Configurations of Wires". IEEE Trans. on Antennas and Propagation. Vol. AP-17, n° 5, sept. 1969, pp. 662-663.

|61| C. TERRET "Antenne conique équiangulaire multimodes". Communications à la journée d'étude de la SFER. Bretagne. Sept. 1970. Lannion.

|62| C. TERRET "Antenne omnidirectionnelle multibrins épais, indépendante de la fréquence, à résolution de phase pour la goniométrie des émissions hyperfréquences (3 à 10 GHz)". Communication au colloque d'optique ultra-hertzienne. Juin 1970 - Bordeaux.

|63| Von R. WOHLLEBEN

"Die Typen Linear-Polarisierter Logarithmisch-Periodisher Antennen". NTZ 1969, Heft 9, pp. 531-542.

|64| Von R. WOHLLEBEN

"Phase Velocity on a Conical Two-Armed Logarithmic Fol-Type Spiral Antenna". I.E.E.E. Trans. on Antennas and Propagation. Vol.AP-17, n° 2, Mars 1969, pp. 233-234.

|65| Von R. WOHLLEBEN "Randlinien-Abwicklung der Zweiarmigen, Selbstkomplementären Konischen, Logarithmischen Spiralantenne".
NTZ - 1966 - Heft 10, pp. 585-590.

|66| WOLFF "Antenna Analysis".
J. Wiley, and Sons, Inc. New York - 1966, 513 p.

|67| Y.S. YEH, K.K. MEI
"Theory of Conical Equiangular-Spiral Antennas".
Part 1 : Numerical Technique.
I.E.E.E. Trans. on Antennas and Propagation.
Vol. AP-15, n° 5, Sept. 1967, pp. 634-639.

|68| Y.S. YEH, K.K. MEI
"Theory of Conical Equiangular-Spiral Antennas".
Part 2 : Current Distributions and Input Impedance.
I.E.E.E. Trans. Antennas and Propagation.
Vol. AP-16, n° 1, Janv. 1968, pp. 14-21.

|69| * * * * "Système d'aériens pour interféromètre.
Antenne à fils rayonnants".
Rapport final D.R.M.E.-C.S.F. Nov. 63

|70| * * * * "Antennes spirales sur surface de révolution".
Thomson-C.S.F. Groupe G n° 3048
GD/TM du 24.02.1965. (Par G. DUBOST).

|71| * * * * "Etude d'un réseau directif en dehors de la zone de Fraunhoffer".
Rapport Thomson-C.S.F. (Par G. DUBOST)
DTC "G". n° 3262 GD/TM du 20.12.66.

|72| * * * * "Calculation of Conical Equiangular spiral antennas".
Report n° ERL-67-6, Nov. 1967, Electronics Research Laboratory-Berkeley.
(Par Y.S. YEH et K.K. MEI).

LISTE des FIGURES

Figure 1 - Amplitude du courant (dB) en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), le long des deux brins rayonnants "minces" d'une antenne conique équiangulaire correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, R = 0,6 mm, r_0 = 0,5 cm, L = 25 cm et pour trois fréquences de fonctionnement.

Figure 2 - Distribution du courant en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et gain (dB) théorique et expérimental par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, pour les composantes E_θ et E_ϕ du champ rayonné dans les plans ϕ = 0 ° et ϕ = 90 ° par une antenne conique équiangulaire à deux brins de rayon constant (R = 0,6 mm) correspondant à θ_0 = 10 °, μ = 73 °, à la fréquence de 2 GHz.

Figure 3 - Distribution du courant en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et gain (dB) théorique et expérimental par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, pour les composantes E_θ et E_ϕ du champ rayonné dans les plans ϕ = 0 ° et ϕ = 90 ° par une antenne conique équiangulaire à deux brins de rayon constant (R = 0,6 mm) correspondant à θ_0 = 10 °, μ = 73 °, à la fréquence de 3 GHz.

Figure 4 - Distribution du courant en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et gain (dB) théorique et expérimental par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, pour les composantes E_θ et E_ϕ du champ rayonné, dans les plans ϕ = 0 ° et ϕ = 90 ° par une antenne conique équiangulaire à deux brins de rayon constant (R = 0,6 mm) correspondant à θ_0 = 10 °, μ = 73 °, à la fréquence de 4,5 GHz.

Figure 5 - Amplitude (dB) et phase (radians) du courant en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) le long des deux brins "épais" d'une antenne conique équiangulaire correspondant à θ_0 = 20 °, δ = 32 °, μ = 45 °, r_0 = 0,5 cm, L = 24 cm, pour deux fréquences de fonctionnement.

Figure 6 - Amplitude du courant (dB) en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) le long des éléments rayonnants, d'une antenne à quatre brins "minces" (R = 0,6 mm) du type conique équiangulaire correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, r_0 = 0,5 cm, L = 25 cm pour deux fréquences de fonctionnement.

Figure 7 - Directivité en site (dB) théorique et mesurée par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "minces" (R = 0,6 mm), correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, r_0 = 0,5 cm, L = 25 cm excitée respectivement en mode 1 et 3 à la fréquence de 8,5 GHz.

Figure 8 - Amplitude théorique du courant (dB) calculé en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 16 °, excitée en mode m = 1, pour diverses valeurs de la fréquence (GHz) (r_0 = 1,2 cm L = 26 cm).

Figure 9 - Directivité en site (dB) expérimentale et théorique par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *non chargée*, à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 16 °, excitée en mode m = 1, en fonction de la fréquence (GHz) (r_0 = 1,2 cm L = 26 cm).

Figure 10 - Directivité en site (dB) expérimentale et théorique par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *non chargée*, à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 16 °, excitée en mode m = 1, en fonction de la fréquence (GHz) (r_0 = 1,2 cm L = 26 cm).

Figure 11 - Amplitude théorique du courant (dB) calculé en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 16 °, excitée en mode m = 3, pour diverses valeurs de la fréquence (GHz) (r_0 = 1,2 cm L = 26 cm).

Figure 12 - Directivité en site (dB) expérimentale et théorique par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *non chargée* à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 16 °, excitée en mode m = 3, en fonction de la fréquence (GHz) (r_0 = 1,2 cm L = 26 cm). Composante E_θ.

Figure 13 - Directivité en site (dB) expérimentale et théorique par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *non chargée*, à quatre brins "épais", correspondant à $\theta_0 = 20$ °, $\mu = 45$ °, $\delta = 16$ °, excitée en mode m = 3, en fonction de la fréquence (GHz) ($r_0 = 1{,}2$ cm L = 26 cm). Composante E_ϕ.

Figure 14 - Variations maximales ($\pm\Delta$ dB) théoriques et mesurées de l'amplitude du champ rayonné omnidirectionnellement ($\theta = \pi/2$), par une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", *non chargée*, correspondant à $\theta_0 = 20$ °, $\mu = 45$ °, $\delta = 16$ °, excitée respectivement en mode 1 et 3, en fonction de la fréquence (GHz) ($r_0 = 1{,}2$ cm L = 26 cm).

Figure 15 - Amplitude théorique du courant (dB) calculé en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", correspondant à $\theta_0 = 20$ °, $\mu = 45$ °, $\delta = 16$ °, excitée en mode m = 2, pour diverses valeurs de la fréquence (GHz). ($r_0 = 1{,}2$ cm L = 26 cm).

Figure 16 - Directivité en site (dB) expérimentale et théorique par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *non chargée*, à quatre brins "épais", correspondant à $\theta_0 = 20$ °, $\mu = 45$ °, $\delta = 16$ °, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence (GHz) ($r_0 = 1{,}2$ cm L = 26 cm). Composante E_θ.

Figure 17 - Directivité en site (dB) expérimentale et théorique par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *non chargée*, à quatre brins "épais", correspondant à $\theta_0 = 20$ °, $\mu = 45$ °, $\delta = 16$ °, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence (GHz) ($r_0 = 1{,}2$ cm L = 26 cm). Composante E_ϕ.

Figure 18 - Directivité en site (dB) expérimentale par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *chargée*, à quatre brins "épais", correspondant à $\theta_0 = 20$ °, $\mu = 45$ °, $\delta = 16$ °, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence (GHz). ($r_0 = 1{,}2$ cm L = 26 cm)
Influence de la charge sur le rayonnement omnidirectionnel ($\theta = \pi/2$), en fonction de la fréquence.
$\pm\Delta$ (dB) désigne les variations maximales de l'amplitude du champ rayonné.
Composante E_θ.

Figure 19 - Directivité en site (dB) expérimentale par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *chargée*, à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 16 °, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence (GHz).
(r_0 = 1,2 cm L = 26 cm).
Influence de la charge sur le rayonnement omnidirectionnel ($\theta = \pi/2$) en fonction de la fréquence.
$\pm\Delta$ (dB) désigne les variations maximales de l'amplitude du champ rayonné.
Composante E_ϕ.

Figure 20 - Exemples d'enregistrement des variations de l'amplitude (dB) et de la phase (degrés électriques), des composantes E_θ et E_ϕ du champ rayonné omnidirectionnellement ($\theta = \pi/2$) par une antenne à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 16 °, excitée en mode m = 2, en fonction de l'angle d'azimut (degrés) et pour quelques fréquences (GHz) (r_0 = 1,2 cm L = 26 cm).
(a) : antenne non chargée
(b) : antenne chargée.

Figure 21 - Etude de la polarisation de l'onde reçue dans un plan de site par une antenne conique équiangulaire, *non chargée*, correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 16 °, r_0 = 1,2 cm, L = 26 cm excitée en mode 1 à la fréquence de 3 GHz.
L'antenne d'émission est (figure du haut) à polarisation rectiligne.
L'antenne d'émission est (figure du bas) à polarisation, respectivement et de gauche à droite : circulaire gauche et circulaire droite.

Figure 22 - Amplitude théorique du courant (dB) calculé en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, excitée en mode m = 2, pour diverses valeurs de la fréquence (GHz)
(r_0 = 0,5 cm L = 24 cm).

Figure 23 - Directivité en site (dB) expérimentale et théorique par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *non chargée*, à quatre brins "épais" correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence (GHz).
(r_0 = 0,5 cm L = 24 cm).
Composante E_θ.

Figure 24 - Directivité en site (dB) expérimentale et théorique par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *non chargée*, à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence (GHz).
(r_0 = 0,5 cm L = 24 cm).
Composante E_ϕ.

Figure 25 - Directivité en site (dB) mesurée par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *avec coiffe absorbante*, à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence (GHz). (r_0 = 0,5 cm L = 24 cm). Composante E_θ.

Figure 26 - Directivité en site (dB) mesurée par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *avec coiffe absorbante*, à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence (GHz). (r_0 = 0,5 cm L = 24 cm). Composante E_ϕ.

Figure 27 - Exemples théoriques de l'influence des zones secondaires de rayonnement (modes supérieurs) sur les diagrammes en site (dB) des composantes E_θ et E_ϕ du champ électrique émis par une antenne excitée en mode m = 1 et correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 50 °, δ = 16 °, et par une antenne excitée en mode m = 3 correspondant à θ_0 = 15 °, μ = 50 °, δ = 16 °.

Figure 28 - Exemple d'interprétation, en termes de diagramme de Brillouin (k_0, k_r) des zones secondaires de rayonnement (modes supérieurs) pour une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" correspondant à θ_0 = 7,5 °, μ = 45 °, δ = 16 °, excitée en mode m = 2.

Figure 29 - Amplitude théorique du courant (dB) calculé en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et diagramme de rayonnement théorique en site, d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins de *rayon constant* (R = 0,6 mm), correspondant à θ_0= 7,5 °, μ = 45 °, r_0 = 1,7 cm, L = 30 cm, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence.

Figure 30 - Etude comparée de la décroissance du courant et des diagrammes d'antennes à brins "épais" (δ = 23 ° et 55 °) et d'une antenne "fil" (R = 1,1 mm) correspondant à θ_0 = 7,5°, μ = 45 °, r_0 = 1,5 cm, L = 30 cm aux fréquences de 4 et 11 GHz.

Figure 31 - Etude de l'influence de la largeur angulaire δ (degrés) sur le rayonnement d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 7,5 °, μ = 45 °, excitée en mode m = 2 à la fréquence de 8,5 GHz. (r_0 = 1,2 cm L = 40 cm).

Figure 32 - Amplitude (dB) et phase (radians) du courant théorique calculé en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), le long des quatre brins "épais" d'une antenne conique équiangulaire, *non chargée*, correspondant à θ_0 = 7,5 °, μ = 40 °, δ = 35 °, r_0 = 2 cm, L = 41 cm, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence (GHz).

Figure 33 - Directivité en site (dB) expérimentale et théorique par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *non chargée*, à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 7,5 °, μ = 40 °, δ = 35 °, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence (GHz). (r_0 = 2 cm L = 41 cm)
Composante E_θ.

Figure 34 - Directivité en site (dB) expérimentale et théorique par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *non chargée*, à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 7,5 °, μ = 40 °, δ = 35 °, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence (GHz). (r_0 = 2 cm L = 41 cm).
Composante E_ϕ.

Figure 35 - Rayonnement omnidirectionnel ($\theta = \pi/2$) d'une antenne conique équiangulaire chargée à quatre brins "épais", excitée en mode m = 2 et correspondant à θ_0 = 7,5 °, μ = 40 °, δ = 35 °, r_0 = 2 cm, L = 41 cm.

Figure 36 - Adaptation (R.O.S.) de l'antenne omnidirectionnelle conique équiangulaire à quatre brins "épais" correspondant à θ_0 = 7,5 °, μ = 40 °, δ = 35 °, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence (GHz).

Figure 37 - Polarisation de l'onde émise par une antenne conique équiangulaire, *non chargée*, à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 7,5 °, μ = 40 °, δ = 35 °, excitée en mode m = 2. L'ellipse de polarisation est définie par son rapport d'ellipticité τ (dB) et l'inclinaison α (degrés) de son grand axe par rapport au plan horizontal.

Figure 38 - Amplitude théorique du courant (dB), calculé en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, r_0 = 0,5 cm, L = 24 cm, excitée en mode m = 1, pour diverses valeurs de la fréquence (GHz).

Figure 39 - Mesure de la directivité en site (dB) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", *(avec coiffe absorbante)*, correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, r_0 = 0,5 cm L = 24 cm, excitée en mode m = 1 en fonction de la fréquence (GHz).
Composante E_θ.

Figure 40 - Mesure de la directivité en site (dB) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", *(avec coiffe absorbante)*, correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, r_0 = 0,5 cm, L = 24 cm, excitée en mode m = 1 en fonction de la fréquence (GHz).
Composante E_ϕ.

Figure 41 - Amplitude théorique du courant (dB), calculé en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, r_0 = 0,5 cm, L = 24 cm, excitée en mode m = 3, pour diverses valeurs de la fréquence (GHz).

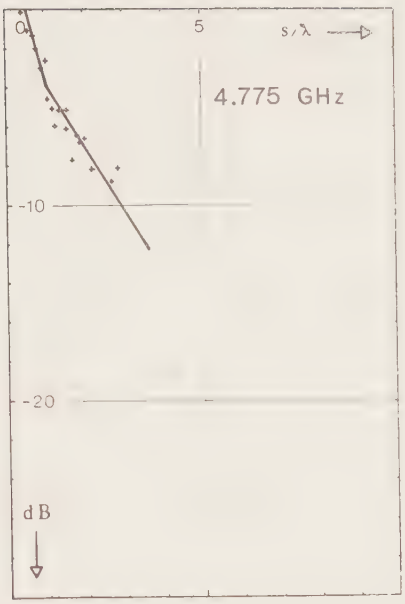
Figure 42 - Mesure de la directivité en site (dB) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", *(avec coiffe absorbante)*, correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, r_0 = 0,5 cm, L = 24 cm, excitée en mode m = 3 en fonction de la fréquence (GHz).
Composante E_θ.

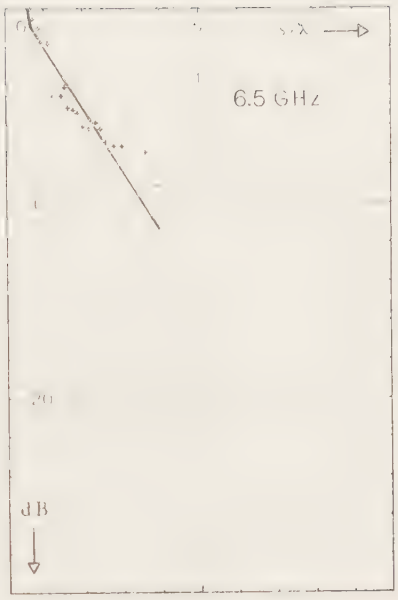
Figure 43 - Mesure de la directivité en site (dB) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", *(avec coiffe absorbante)*, correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, r_0 = 0,5 cm; L = 24 cm, excitée en mode m = 3 en fonction de la fréquence (GHz).
Composante E_ϕ.

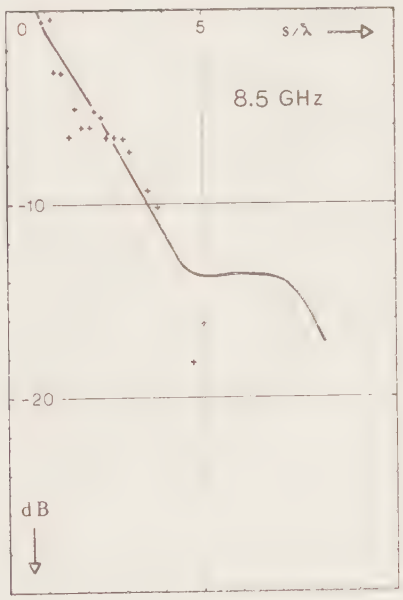
Figure 44 - Adaptation (R.O.S.) de l'antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" correspondant à θ_0= 20 °, μ = 45 °, δ = 32 ° associée à son système d'alimentation pour les modes d'excitation m = 1 et m = 3,en fonction de la fréquence

Figure 45 - Mesures, à la fréquence de 7 GHz, de l'ellipse de polarisation, en fonction de l'angle ϕ d'azimut, relatives au rayonnement omnidirectionnel ($\theta = \pi/2$) suivant les modes d'excitation m = 1 et m = 3, d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" *(avec coiffe absorbante)* correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, r_0 = 0,5 cm, L = 24 cm.

Figure 46 - Etude en fonction de la fréquence (GHz) du rayonnement omnidirectionnel ($\theta = \pi/2$) d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, r_0 = 0,5 cm, L = 24 cm, alimentée respectivement en mode m = 1, m = 3 et la combinaison de mode $(m_1-m_3)/2$.
Les mesures correspondent à une antenne recouverte de sa coiffe absorbante.







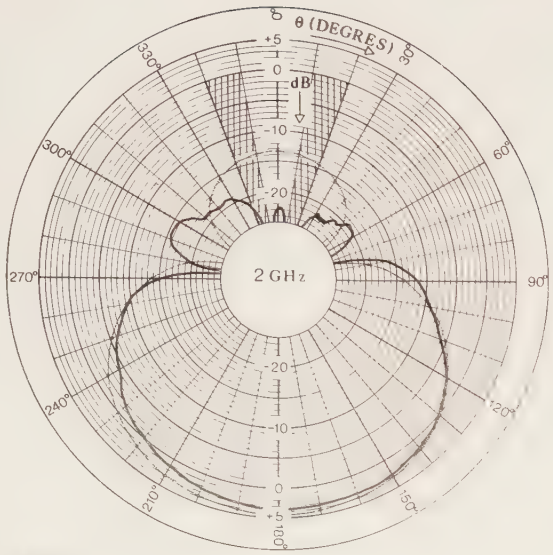
xxx points de mesure
—— courbe déduite de la théorie de Mei

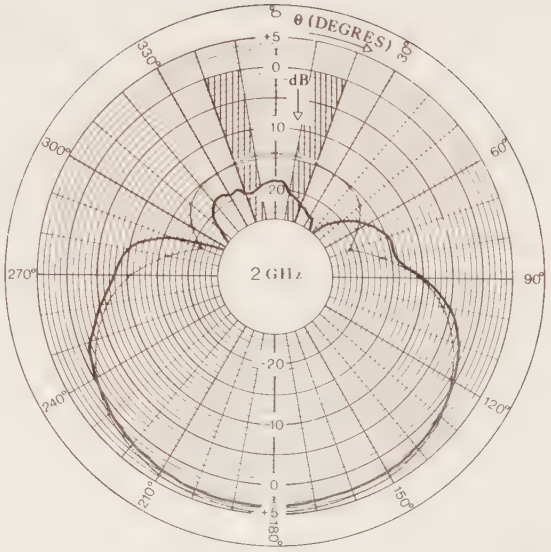
Amplitude du courant (dB) en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), le long des deux brins rayonnants "minces" d'une antenne conique équiangulaire correspondant à $\theta_o = 20°$, $\mu = 45°$, R=0,6mm, r_o=0,5cm, L=25cm et pour trois fréquences de fonctionnement .

Figure 1

Antenne à deux brins "minces"
θ_0 = 10 ° μ = 73 ° R = 0,6 mm

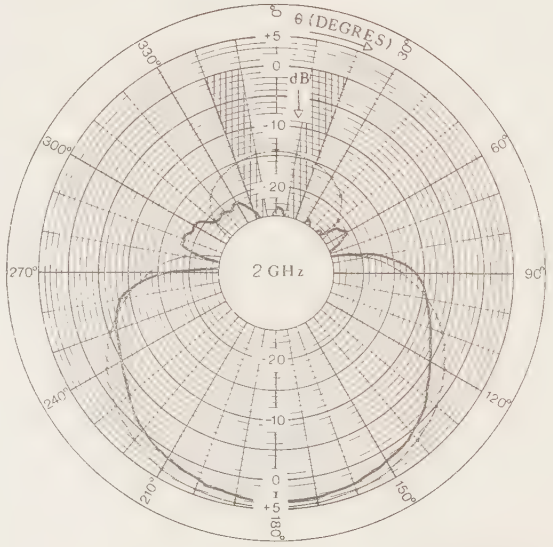
PLAN $\varphi = 0°$

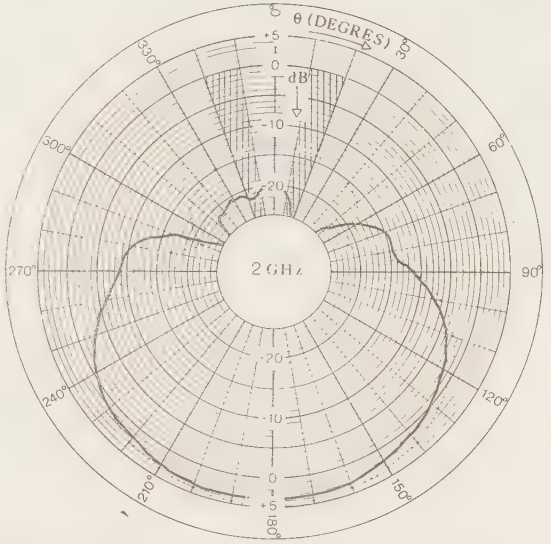




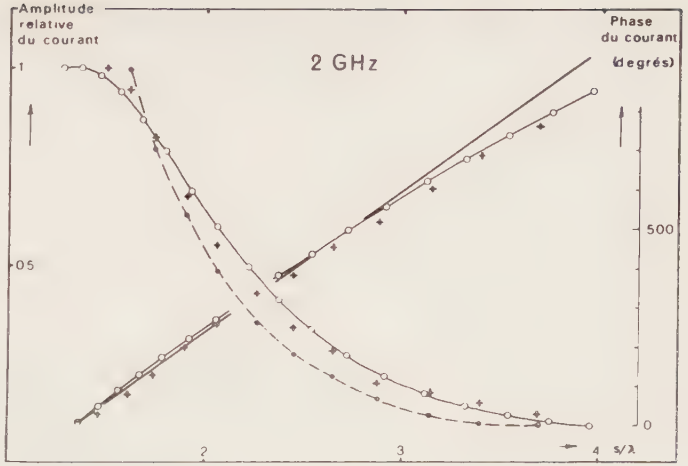
$E\theta$

$E\varphi$





PLAN $\varphi = 90°$



o—o Amplitude et phase relative du courant à 2 GHz déduite de l'étude théorique de MEI.

+ + Amplitude et phase relative du champ magnétique mesuré le long d'un brin.

•—• Amplitude relative du champ électrique mesuré le long d'un brin.

— correspond à une propagation à la vitesse de la lumière.

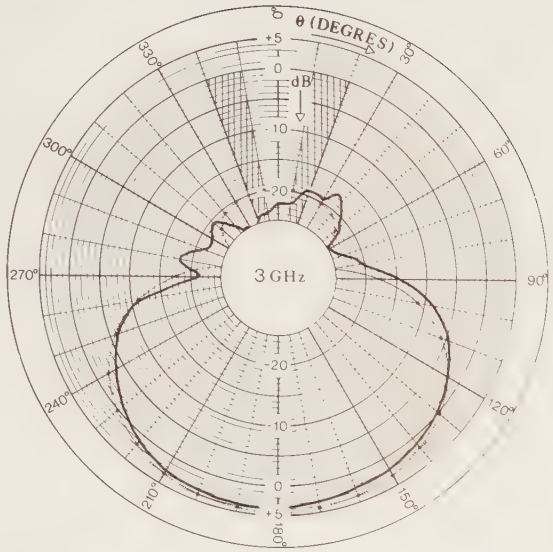
Distribution du courant en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et gain (dB) théorique (•·····•) et expérimental (———) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, pour les composantes E_θ et E_φ du champ rayonné, dans les plans $\phi=0°$ et $\phi=90°$ par une antenne conique équiangulaire à deux brins de rayon constant (R=0,6mm), correspondant à $\theta_o=10°$, $\mu=73°$, à la fréquence de 2 GHz.

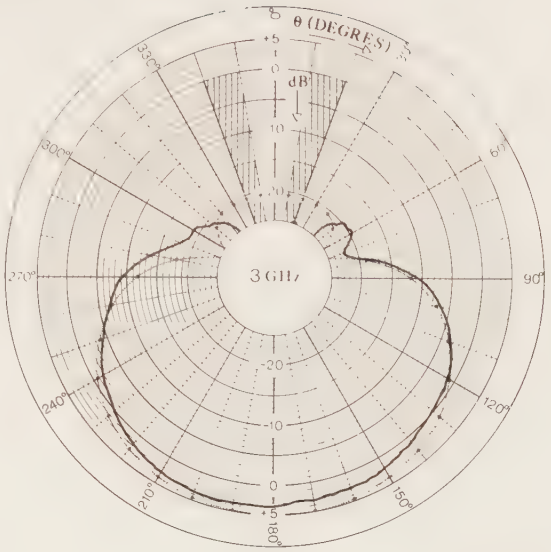
N.B. La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

Figure 2

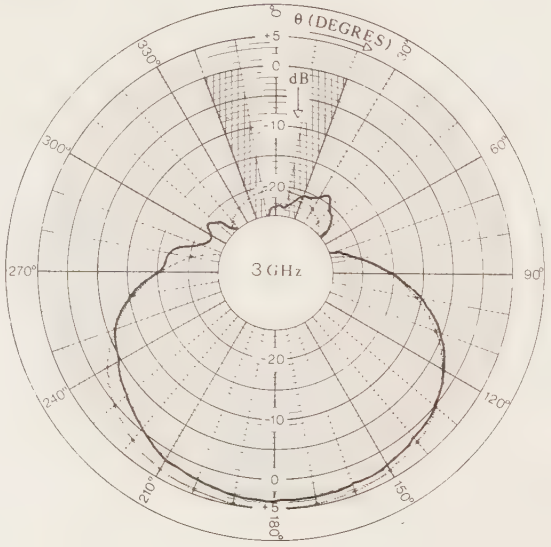
Antenne à deux brins "minces"
θ_0 = 10 ° μ = 73 ° R = 0,6 mm

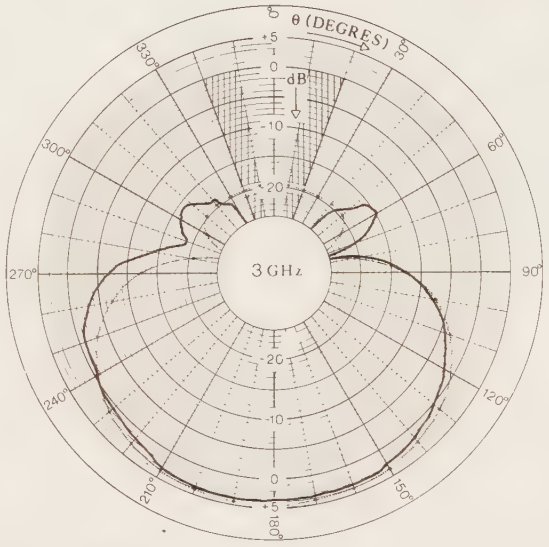
PLAN $\varphi = 0°$



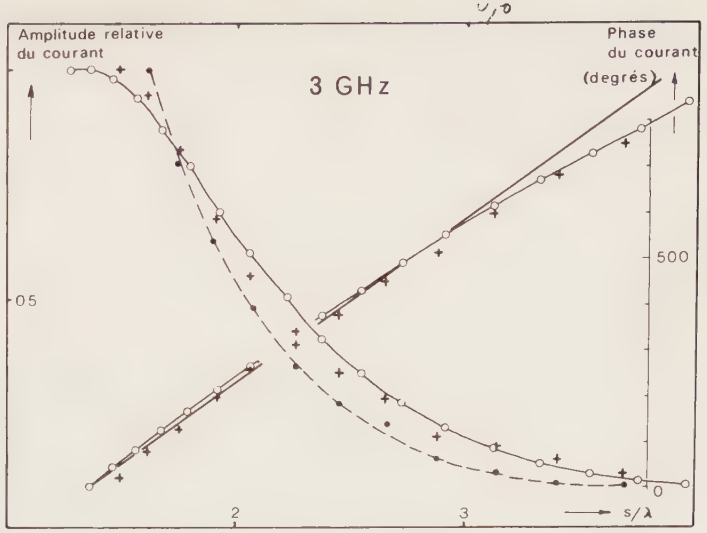


$E\theta$ $E\varphi$





PLAN $\varphi = 90°$



o—o Amplitude et phase relative du courant à 3 GHz déduite de l'étude théorique de MEI.

+ + Amplitude et phase relative du champ magnétique mesuré le long d'un brin.

•---• Amplitude relative du champ électrique mesuré le long d'un brin.

—— correspond à une propagation à la vitesse de la lumière.

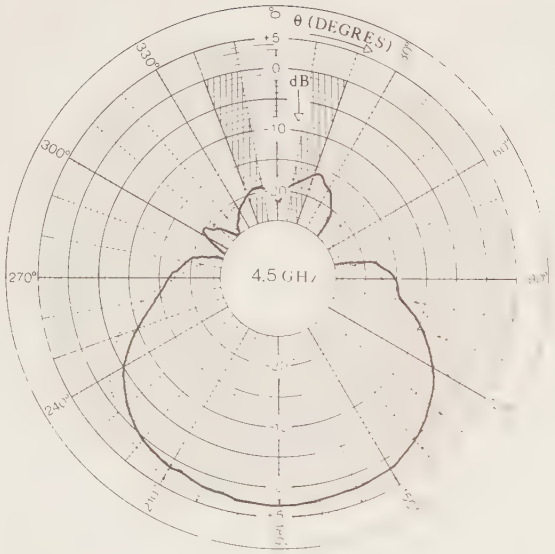
Distribution du courant en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et gain (dB) théorique (•·····•) et expérimental (——) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, pour les composantes E_θ et E_ϕ du champ rayonné, dans les plans $\phi=0°$ et $\phi=90°$ par une antenne conique équiangulaire à deux brins de rayon constant (R=0,6mm), correspondant à $\theta_o=10°$, $\mu=73°$, à la fréquence de 3 GHz.

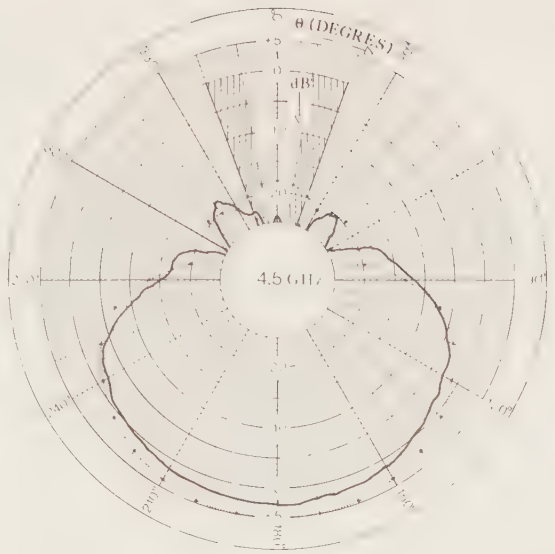
N.B. La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

Figure 3

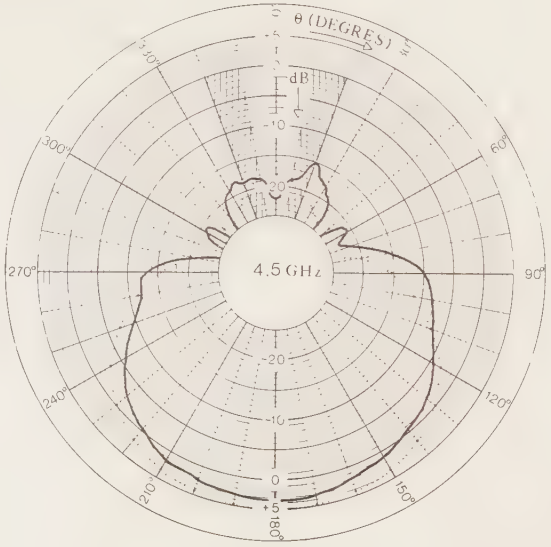
Antenne à deux brins "minces"
θ_0 = 10 ° μ = 73 ° R = 0,6 mm

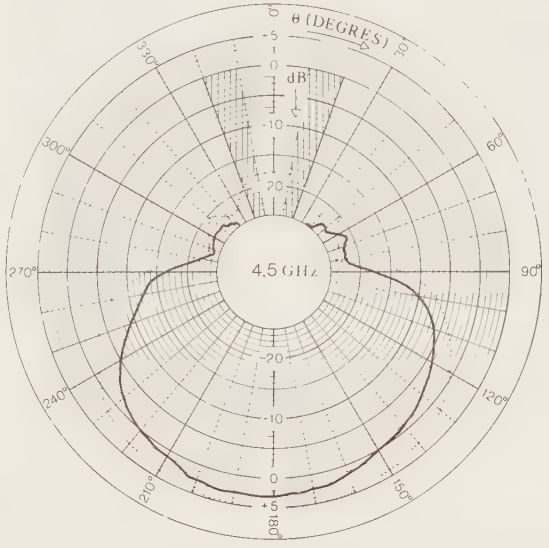
PLAN $\varphi = 0°$



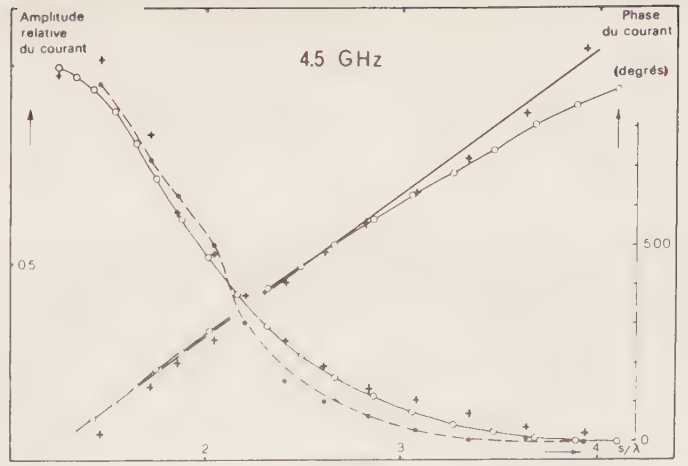


$E\theta$ $E\varphi$





PLAN $\varphi = 90°$



o—o Amplitude et phase relative du courant à 4,5 GHz déduite de l'étude théorique de MEI.

+ + Amplitude et phase relative du champ magnétique mesuré le long d'un brin.

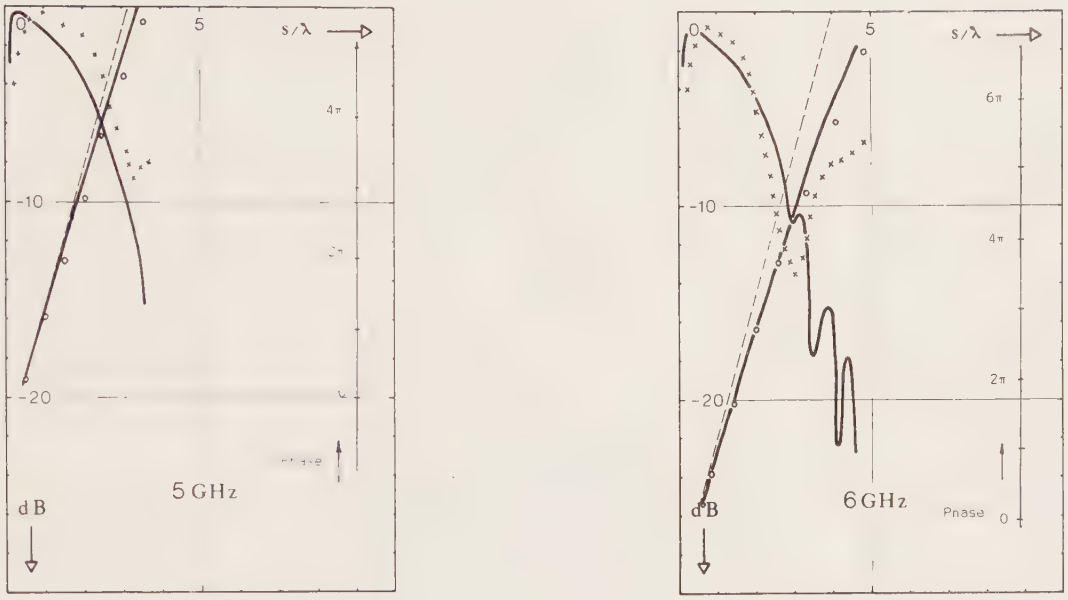
•---• Amplitude relative du champ électrique mesuré le long d'un brin.

—— correspond à une propagation à la vitesse de la lumière.

Distribution de courant en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et gain (dB) théorique (•----•) et expérimental (——) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, pour les composantes E_θ et E_ϕ du champ rayonné, dans les plans $\phi = 0°$ et $\phi = 90°$ par une antenne conique équiangulaire à deux brins de rayon constant (R = 0,6 mm), correspondant à $\theta_0 = 10°$, $\mu = 73°$, à la fréquence de 4,5 GHz.
N.B. La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

Figure 4

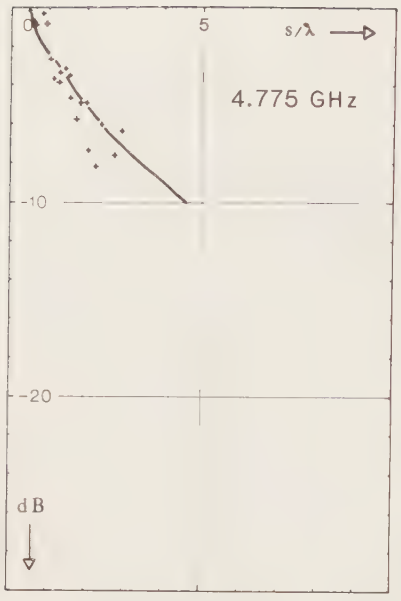
Antenne à deux brins "croisés"
ϑ_0 = 20 ° ψ = 45 ° β = 32 °



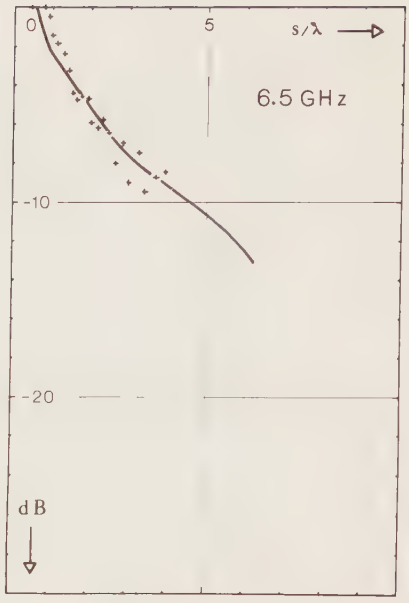
ooo, xxx points de mesure
—— courbe déduite de la théorie de MEI
--- correspond à une propagation à la vitesse de la lumière.

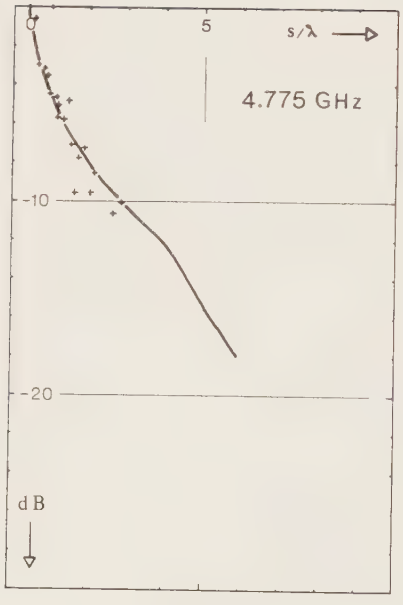
Amplitude (dB) et phase (radians) du courant en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) le long des deux brins "épais" d'une antenne conique équiangulaire correspondant à θ_0 = 20 °, δ = 32 °, u = 45 °, r_0 = 0,5 cm, L = 24 cm, pour deux fréquences de fonctionnement.

Figure 5

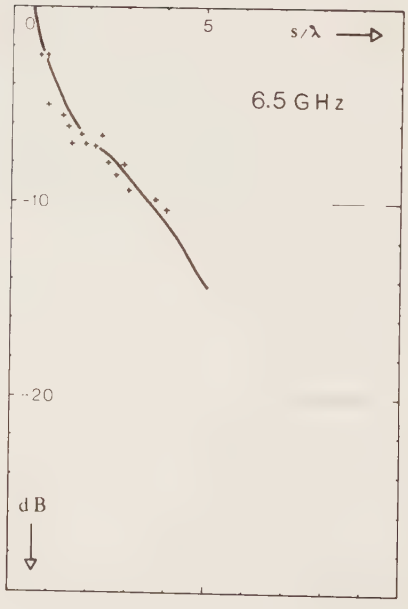

0
5
s/λ
4.775 GHz
-10
-20
dB

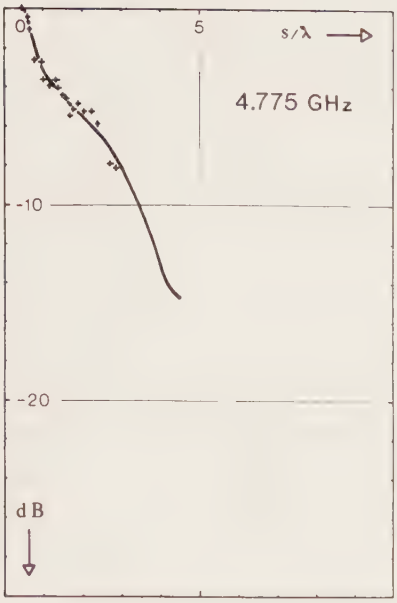
m=1


0
5
s/λ
6.5 GHz
-10
-20
dB

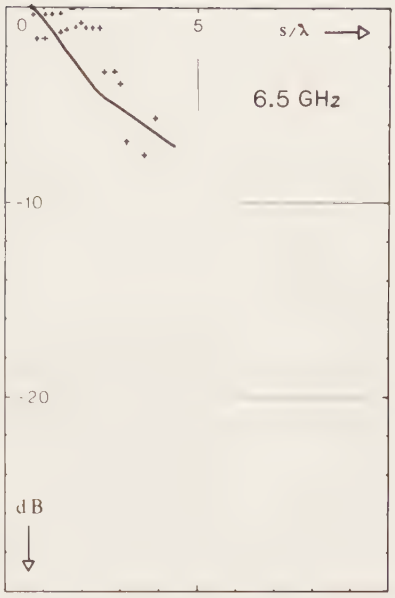

0
5
s/λ
4.775 GHz
-10
-20
dB

m=2


0
5
s/λ
6.5 GHz
-10
-20
dB



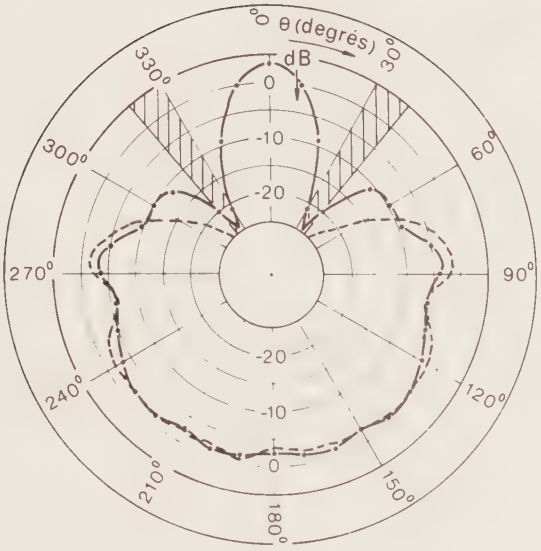
m = 3



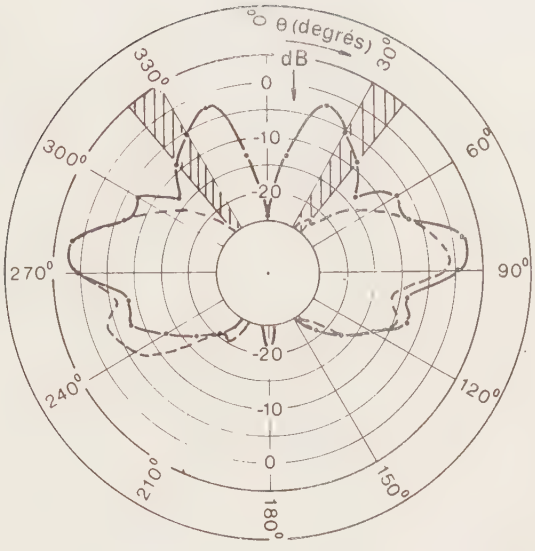
xxx points de mesure
—— courbe théorique

Amplitude du courant (dB) en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) le long des éléments rayonnants d'une antenne à quatre brins "*minces*" (R = 0,6 mm), du type conique équiangulaire correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, r_0 = 0,5 cm, L = 25 cm pour deux fréquences de fonctionnement.

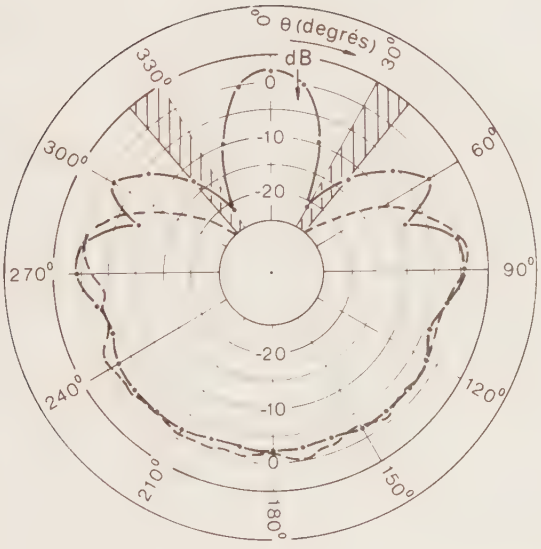
Figure 6

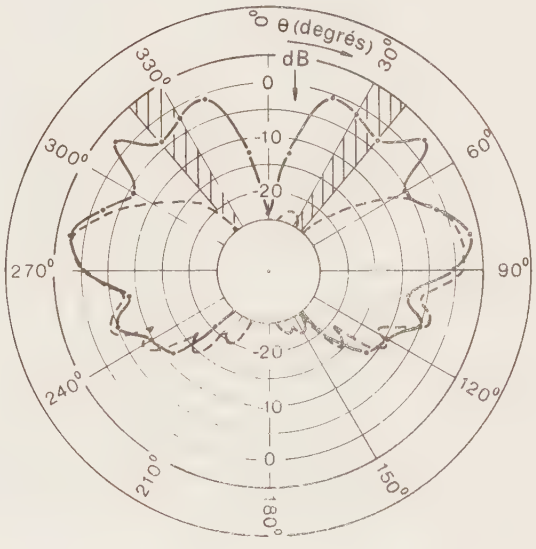


m = 3



m = 1



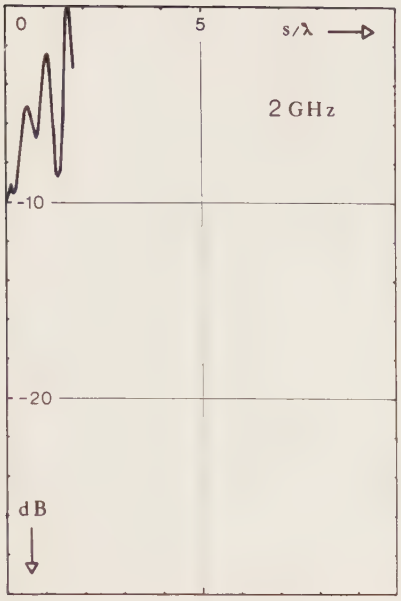


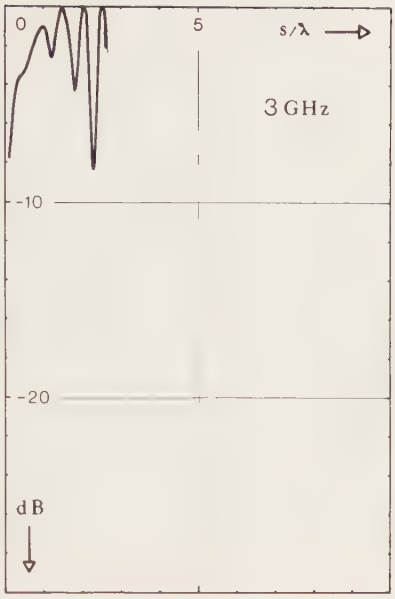
Directivité en site (dB) théorique (·—·) et mesurée(——) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "minces" (R=0,6mm), correspondant à θ_0=20°, μ=45°, r_0=0,5cm, L=25cm excitée respectivement en mode 1 et 3 à la fréquence de 8,5 GHz.

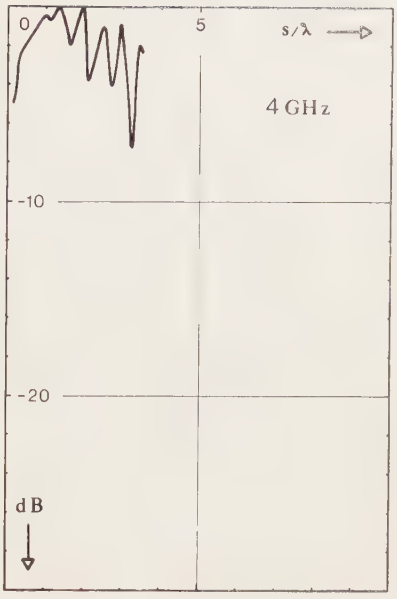
N.B. La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

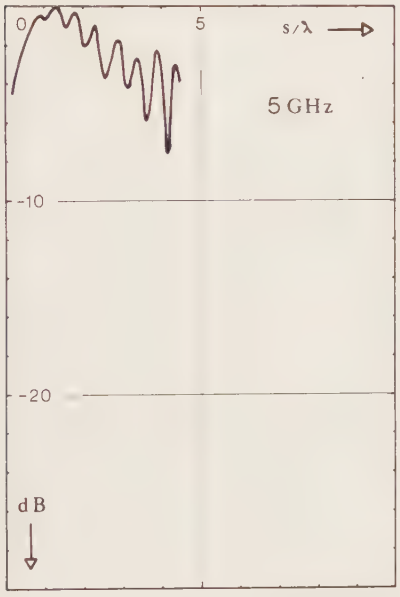
Figure 7

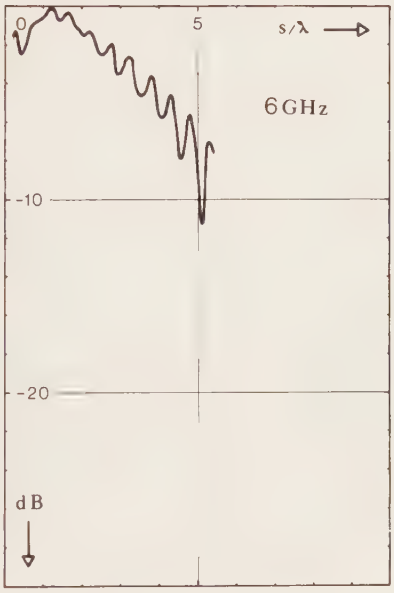
Antenne à quatre brins "épais"
θ_0 = 20 ° μ = 45 ° δ = 16 °

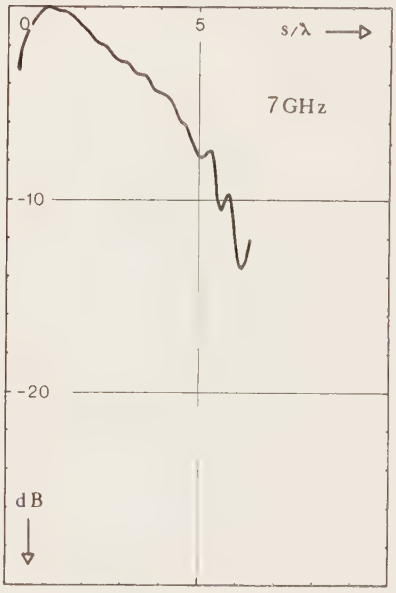


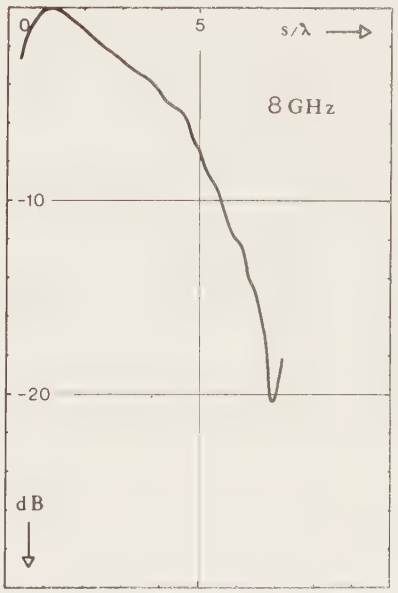






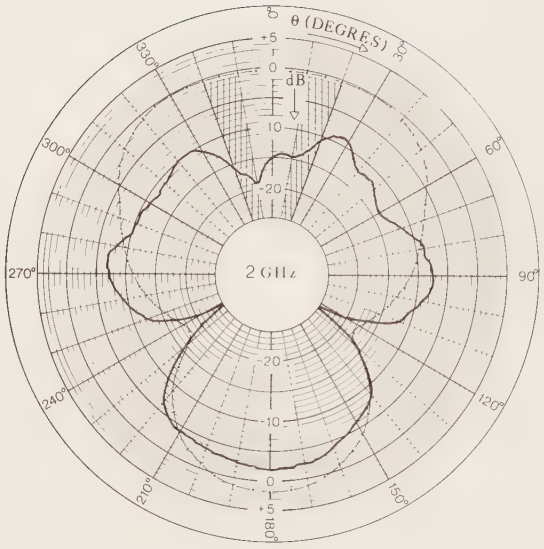


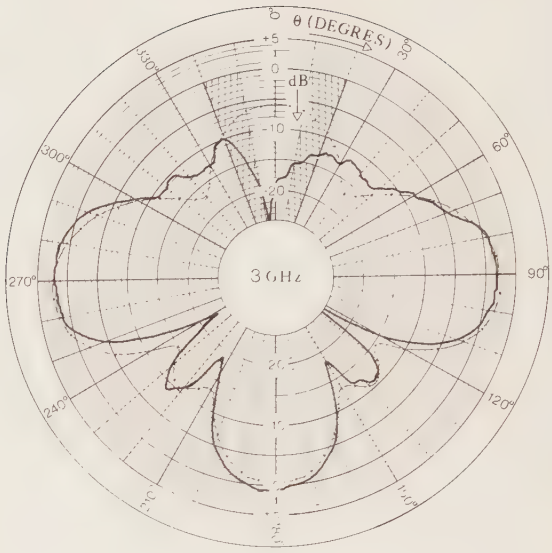


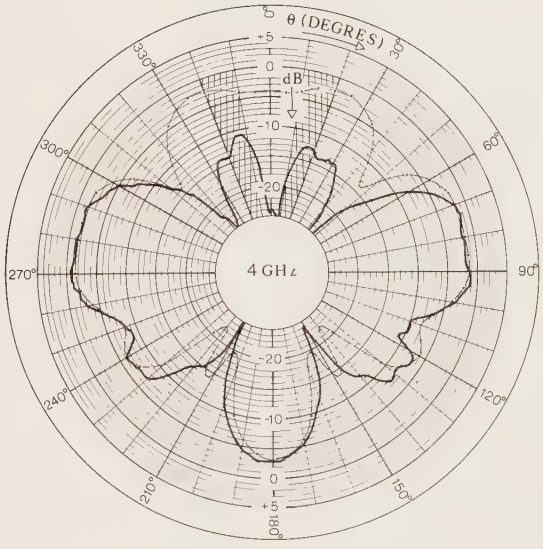


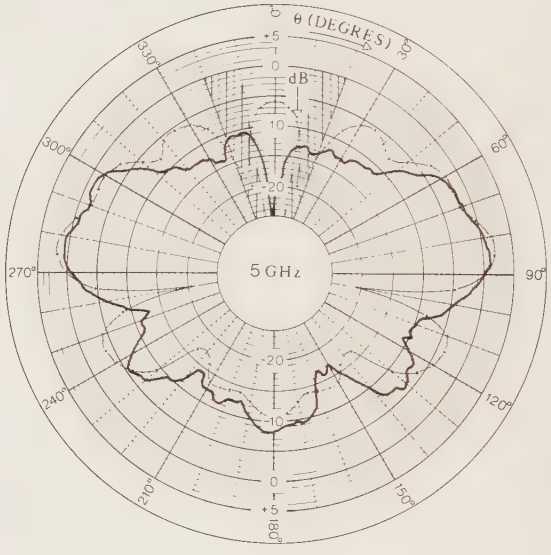
Amplitude théorique du courant (dB) calculé en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 16 °, excitée en mode m = 1, pour diverses valeurs de la fréquence (GHz) (r_o = 1,2 cm L = 26 cm)

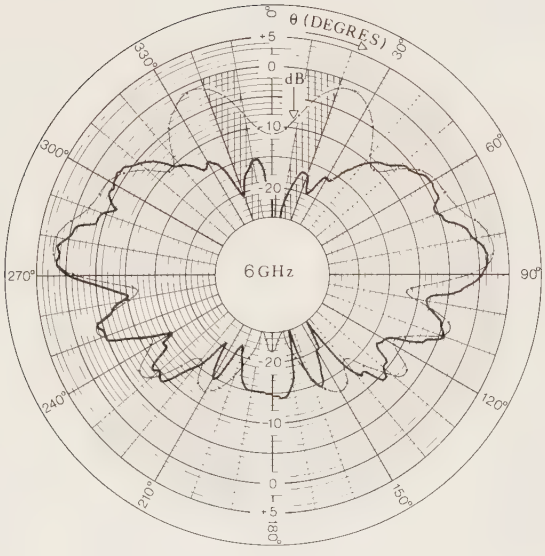
Composante Eθ

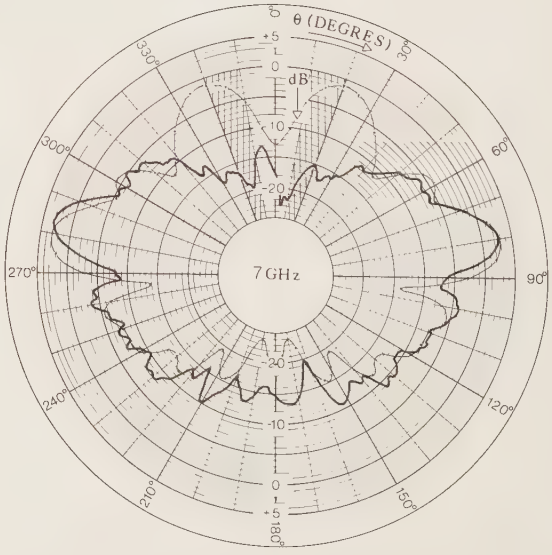


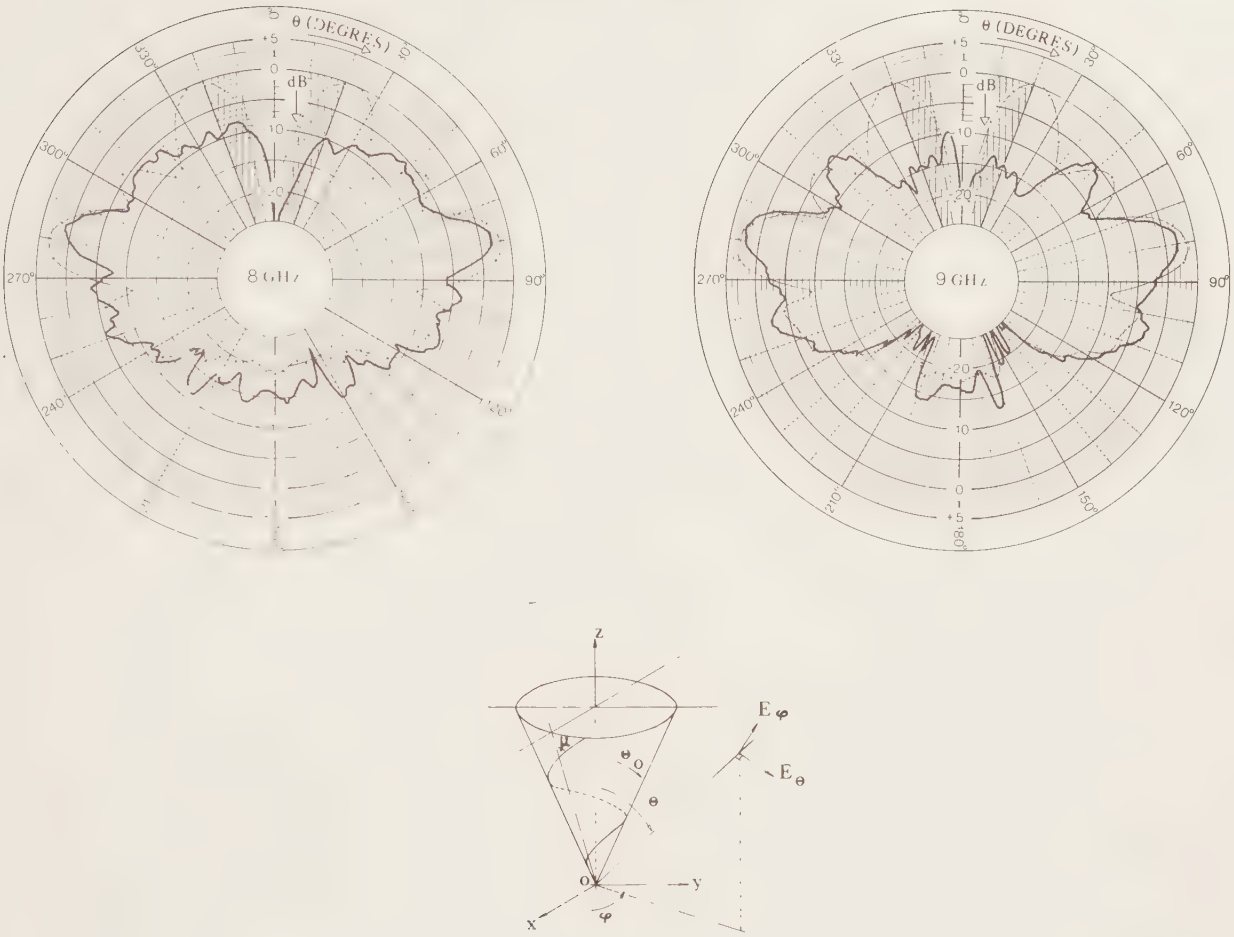










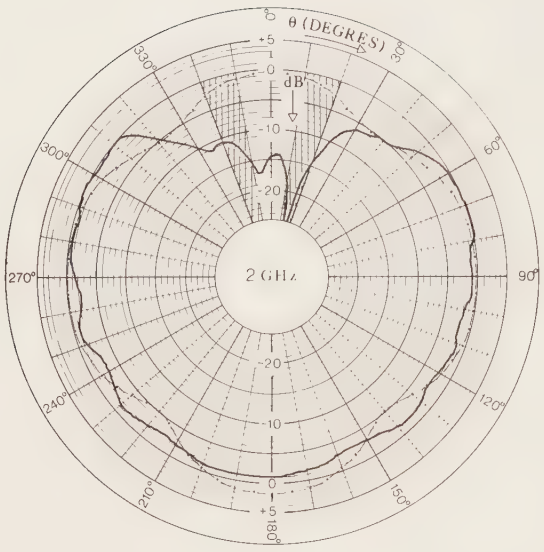


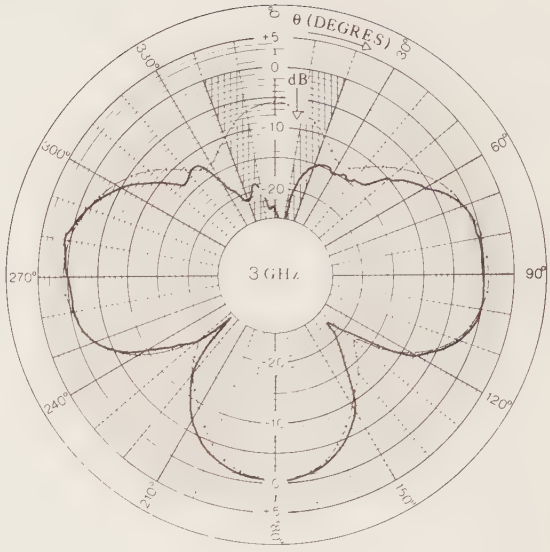
Directivité en site (dB) expérimentale (*trait fort*) et théorique (*trait fin*) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *non chargée*, à quatre brins "épais", correspondant à θ_o=20°, μ=45°, δ=16°, excitée en mode m=1, en fonction de la fréquence (GHz). (r_o=1,2cm L=26cm)

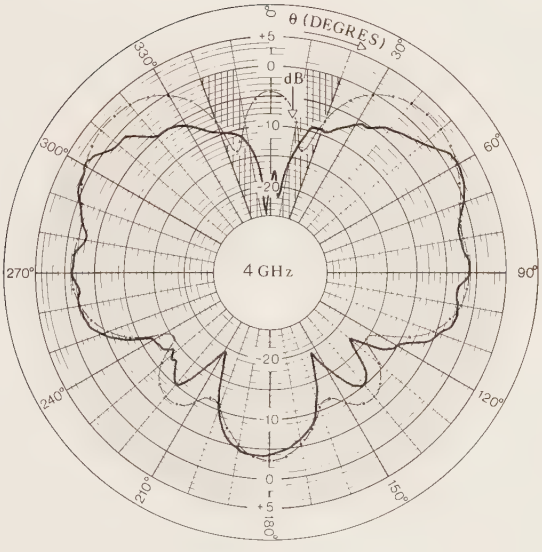
N.B. La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

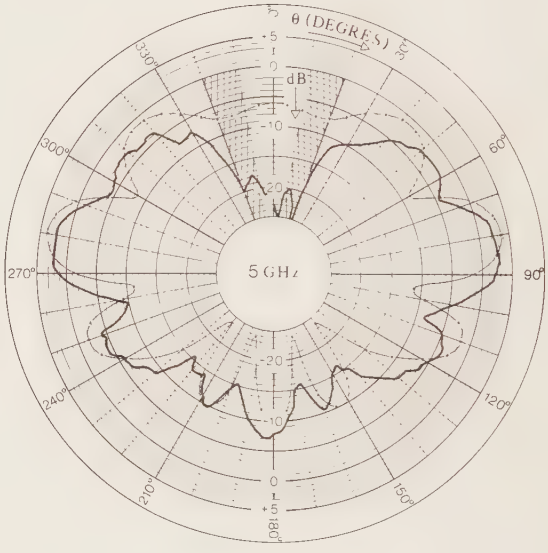
Figure 9

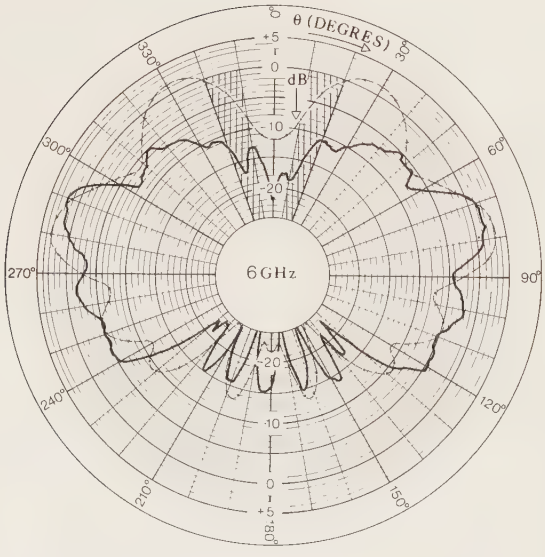
Composante $E\varphi$

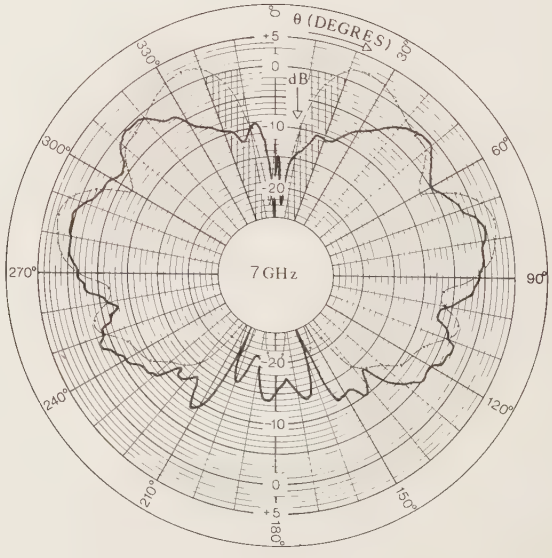


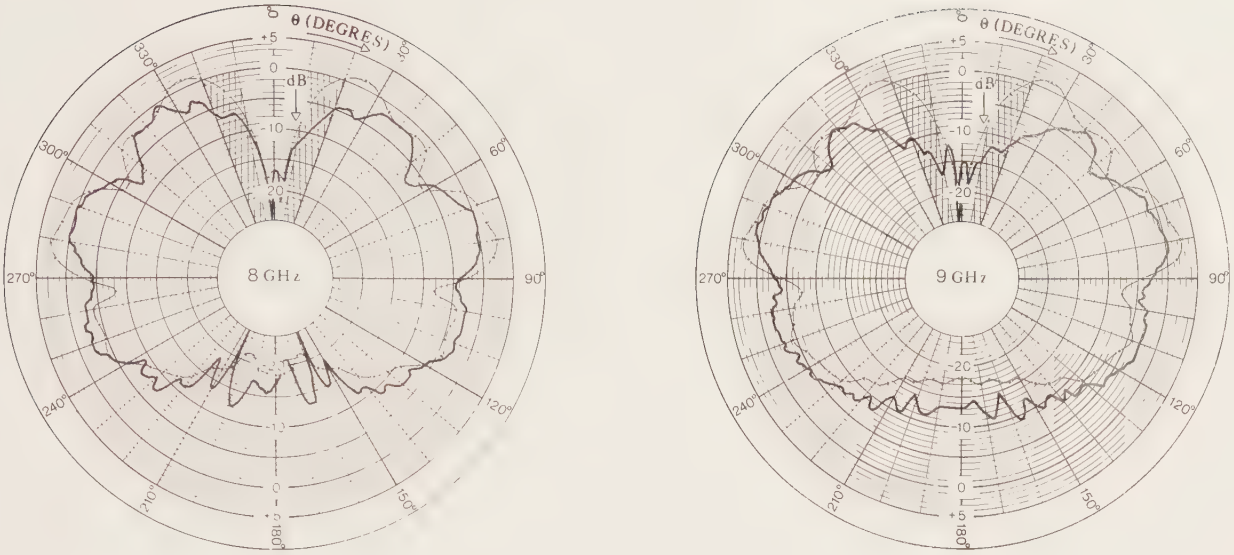


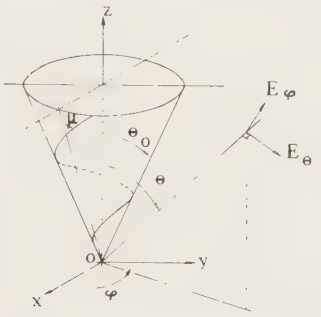










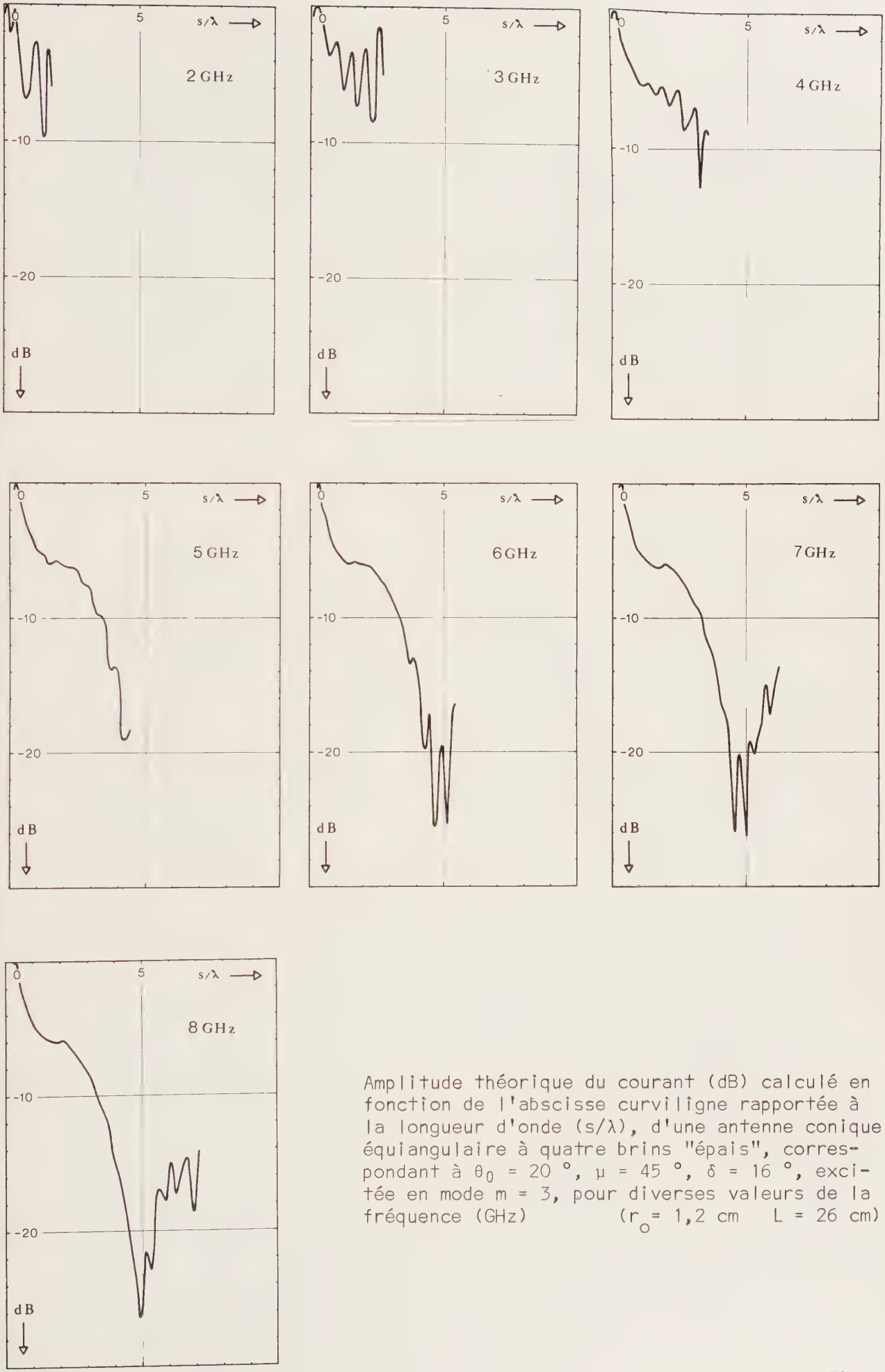


Directivité en site (dB) expérimentale (*trait fort*) et théorique (*trait fin*) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *non chargée*, à quatre brins "épais", correspondant à θ_o=20°, μ=45°, δ=16°, excitée en mode m=1, en fonction de la fréquence (GHz). (r_o=1,2cm L=26cm)

N.B. La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

Figure 10

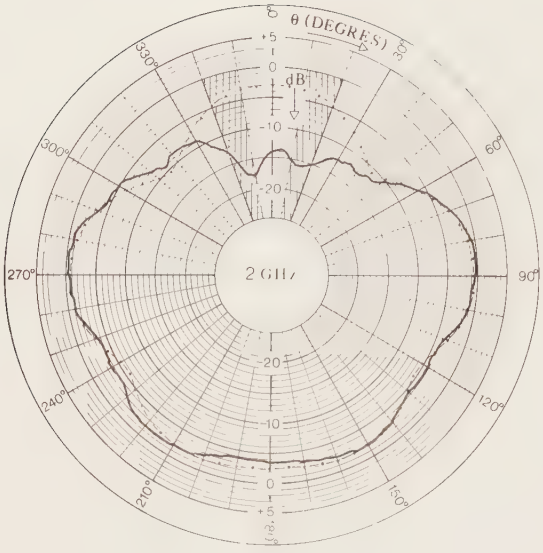
Antenne à quatre brins "épais"
$\theta_0 = 20°$ $\mu = 45°$ $\delta = 16°$

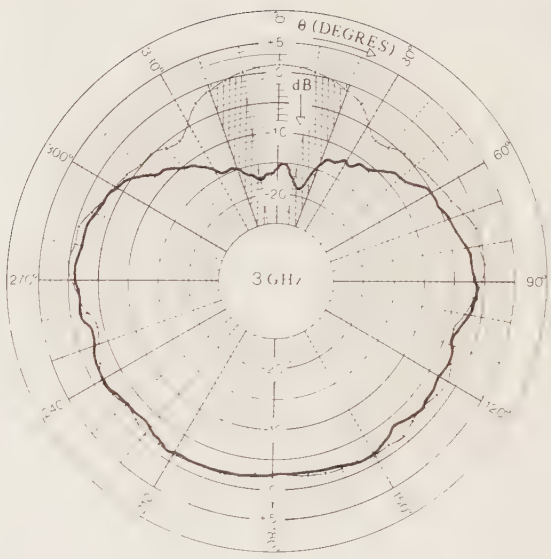


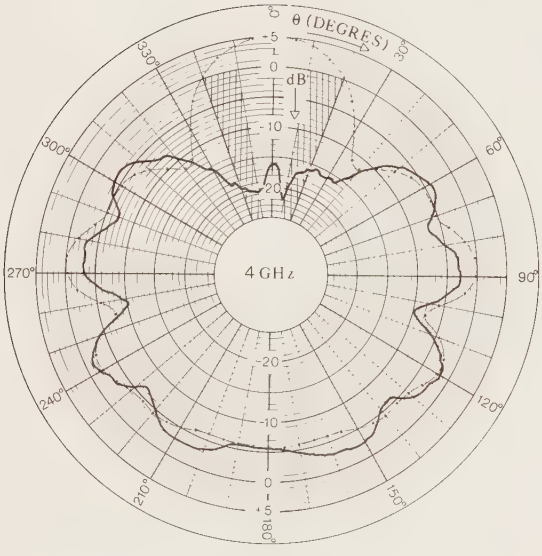
Amplitude théorique du courant (dB) calculé en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 16 °, excitée en mode m = 3, pour diverses valeurs de la fréquence (GHz) (r_o = 1,2 cm L = 26 cm)

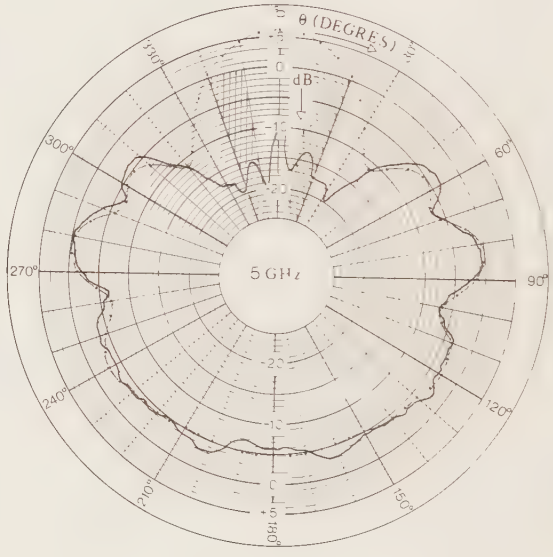
Figure 11

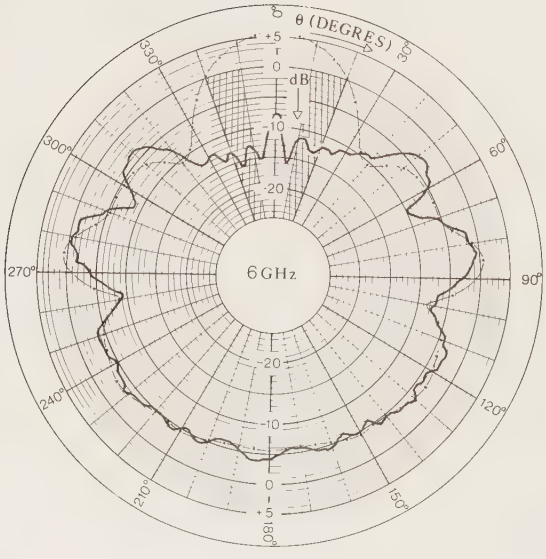
Composante $E\theta$

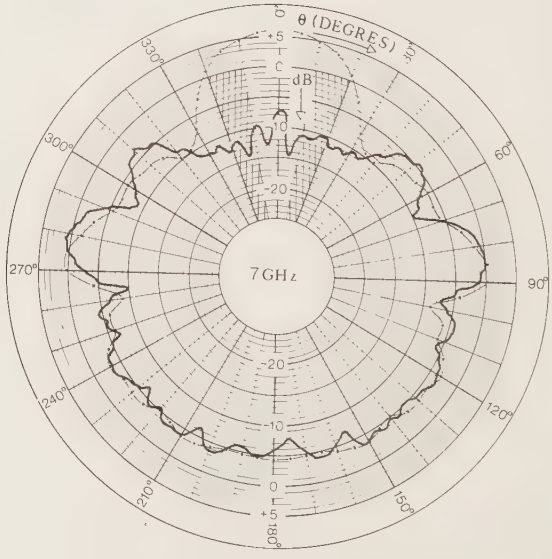


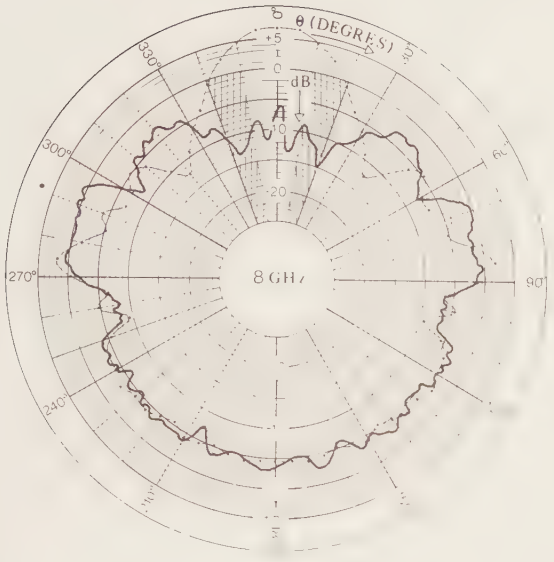


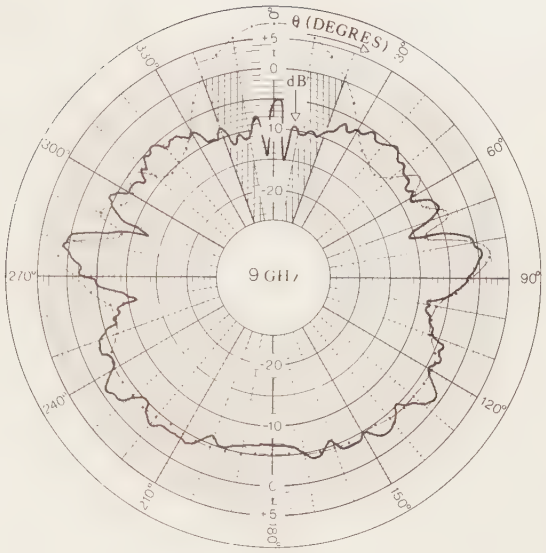


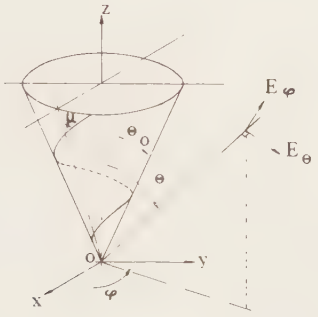










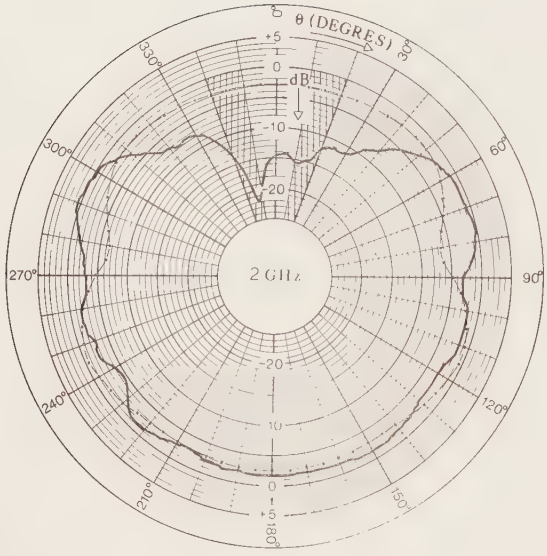


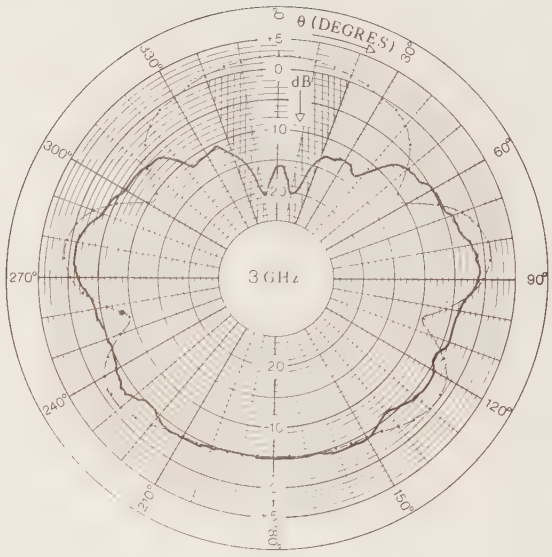
Directivité en site (dB) expérimentale (*trait fort*) et théorique (*trait fin*) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *non chargée*, à quatre brins "épais", correspondant à θ_o=20°, μ=45°, δ=16°, excitée en mode m=3, en fonction de la fréquence (GHz). (r_o=1,2cm L=26cm)

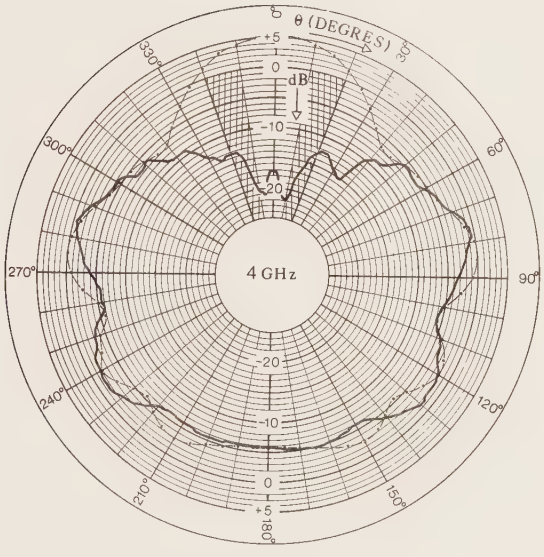
N.B. La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

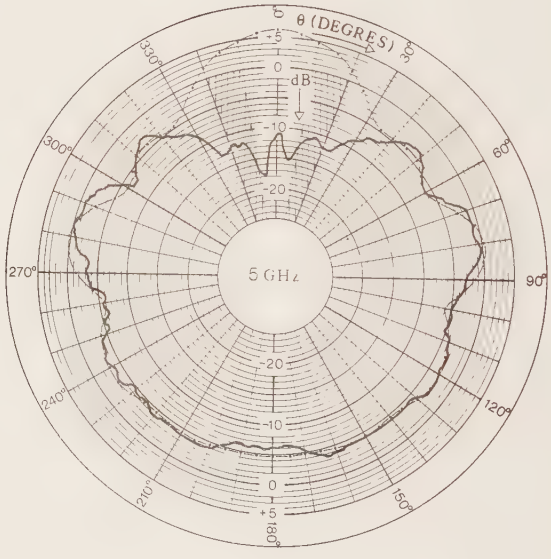
Figure 12

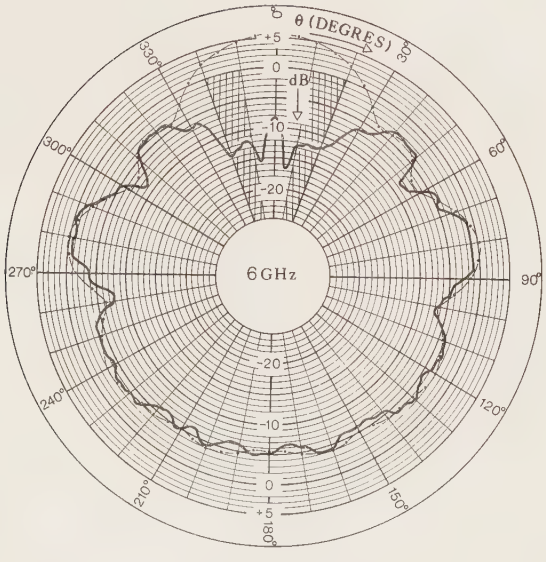
Composante $E\varphi$

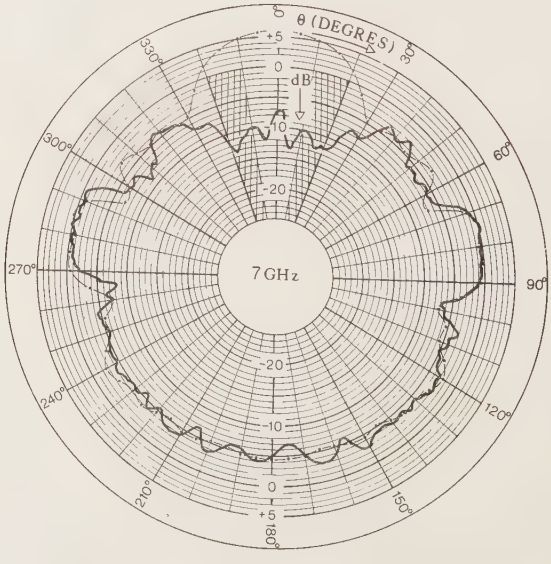


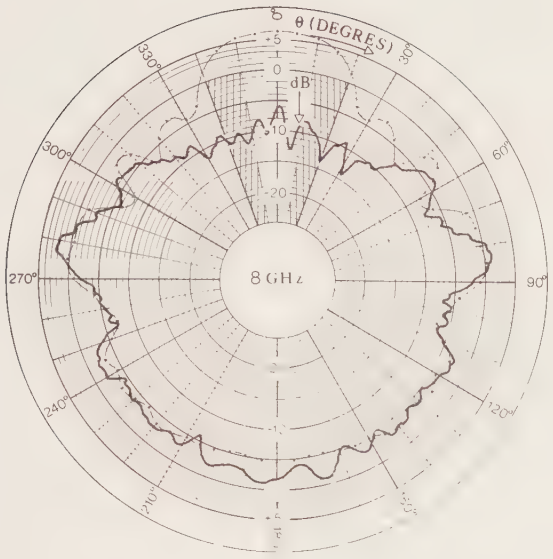


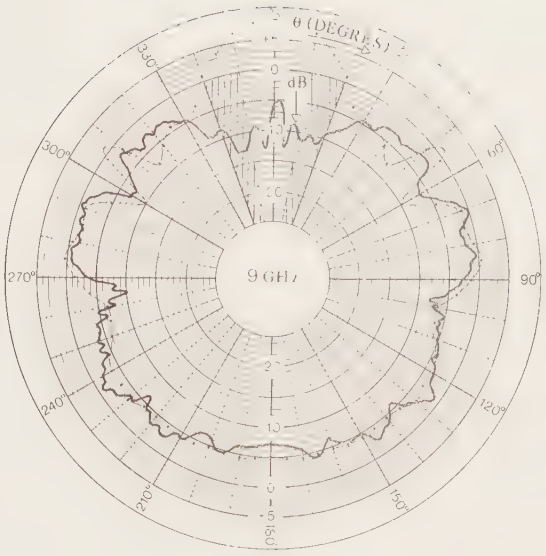


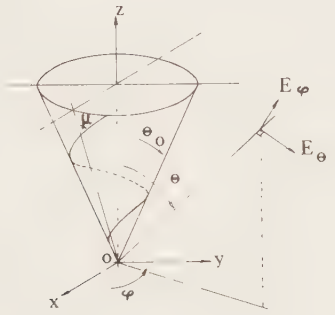








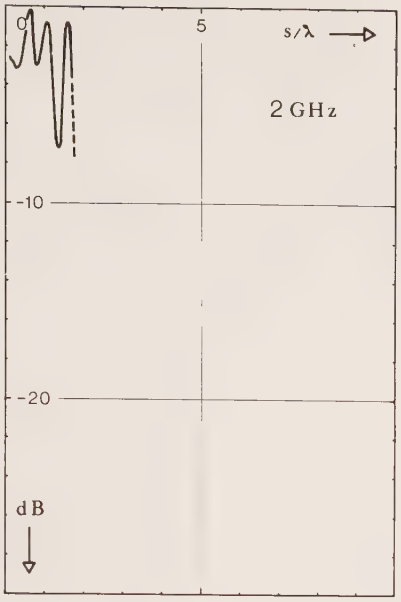


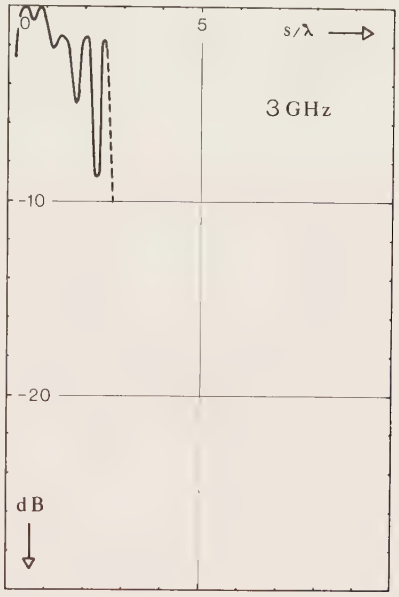


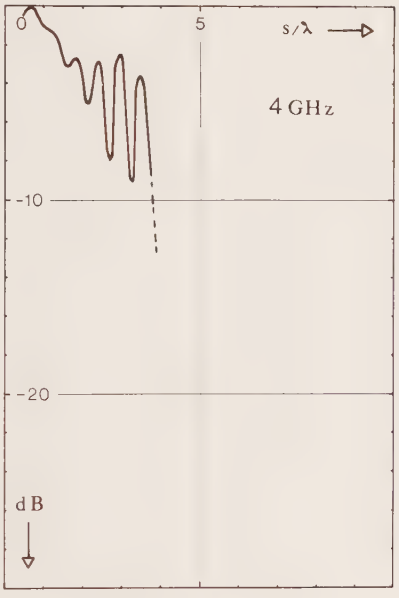
Directivité en site (dB) expérimentale (*trait fort*) et théorique (*trait fin*) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *non chargée*, à quatre brins "épais", correspondant à $\theta_0 = 20°$, $\mu = 45°$, $\delta = 16°$, excitée en mode m=3, en fonction de la fréquence (GHz). ($r_o = 1{,}2$cm $l = 26$cm)

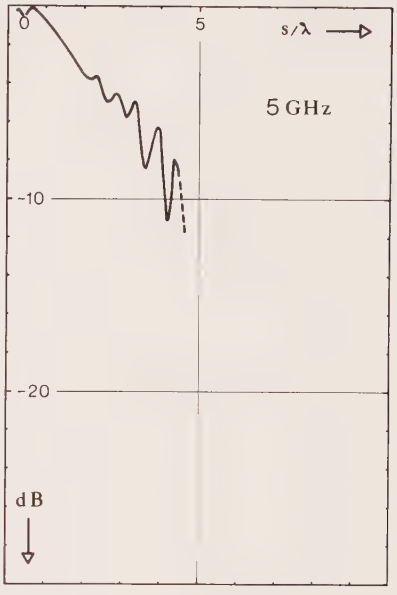
N.B. La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

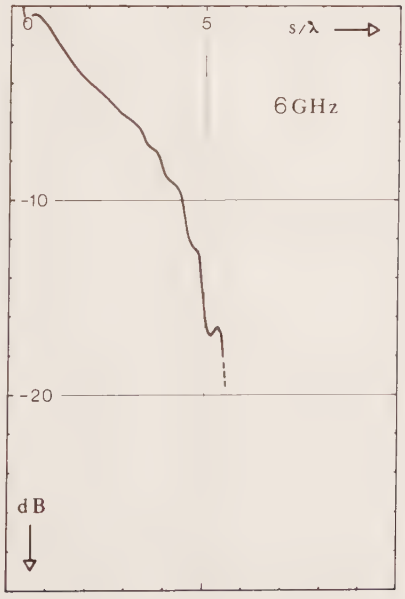
Figure 13

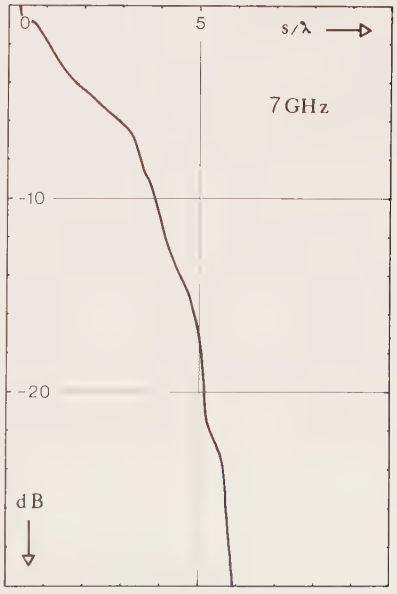

0
5
s/λ
2 GHz
-10
-20
dB

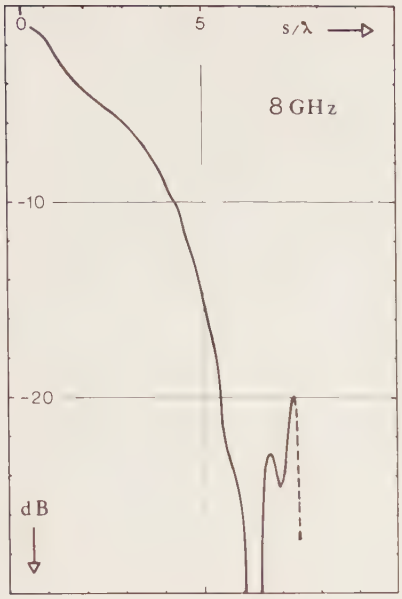

0
5
s/λ
3 GHz
-10
-20
dB

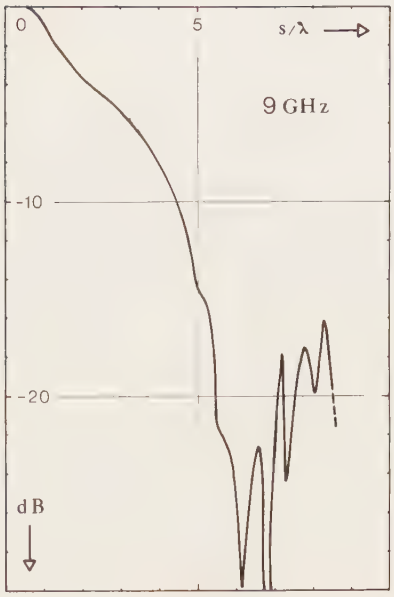

0
5
s/λ
4 GHz
-10
-20
dB

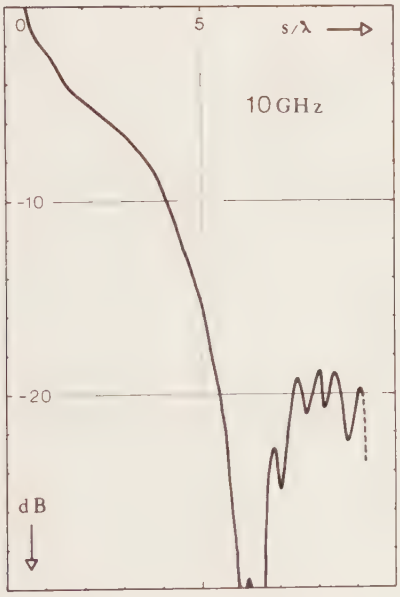

0
5
s/λ
5 GHz
-10
-20
dB

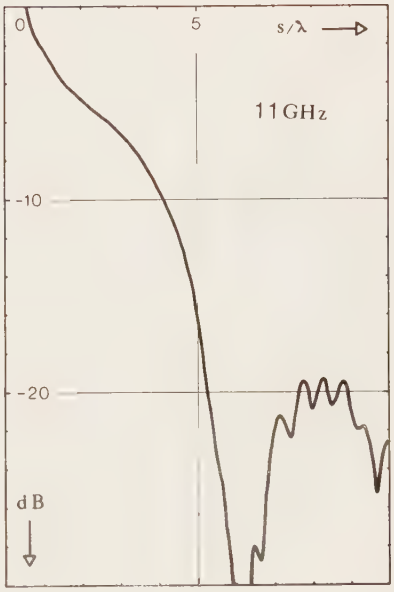

0
5
s/λ
6 GHz
-10
-20
dB


0
5
s/λ
7 GHz
-10
-20
dB





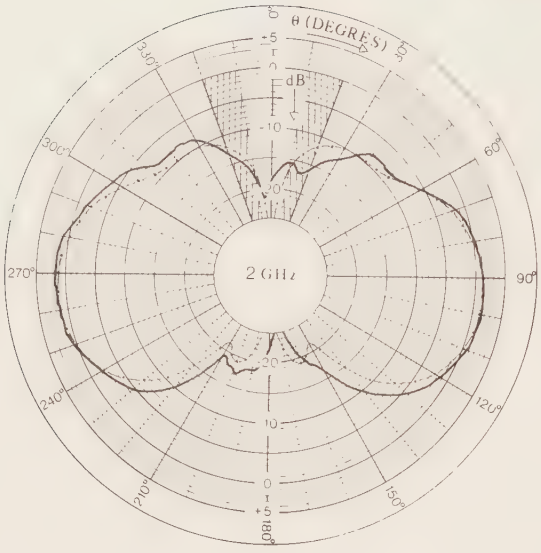


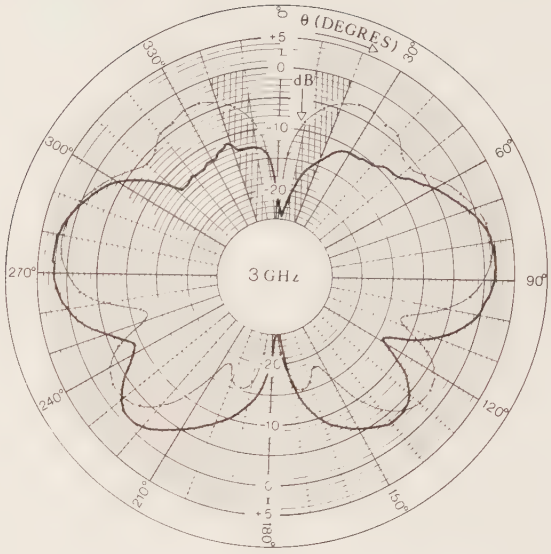


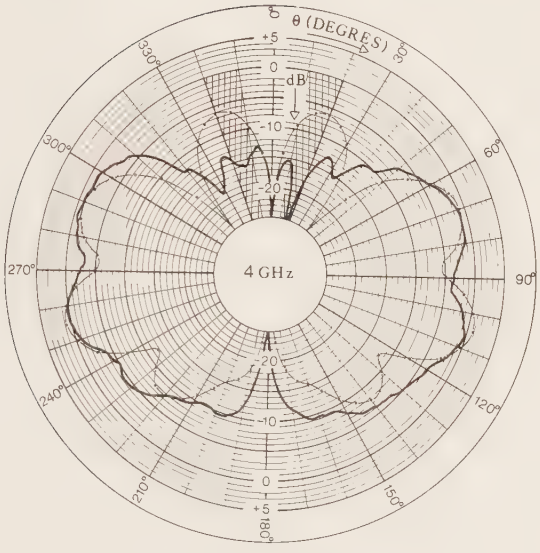
Amplitude théorique du courant (dB) calculé en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 16 °, excitée en mode m = 2, pour diverses valeurs de la fréquence (GHz) (r_o = 1,2 cm L = 26 cm)

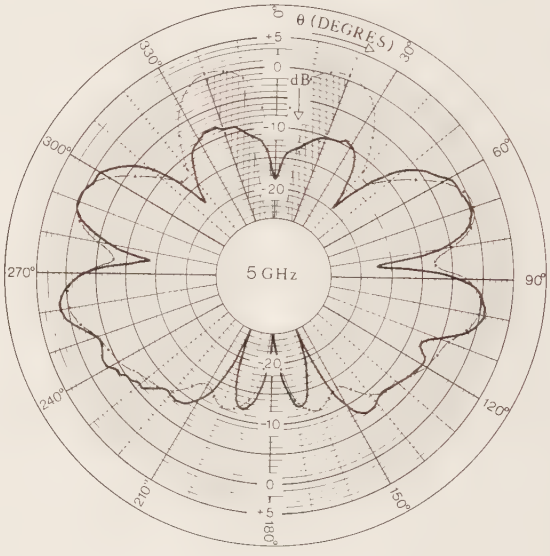
Figure 15

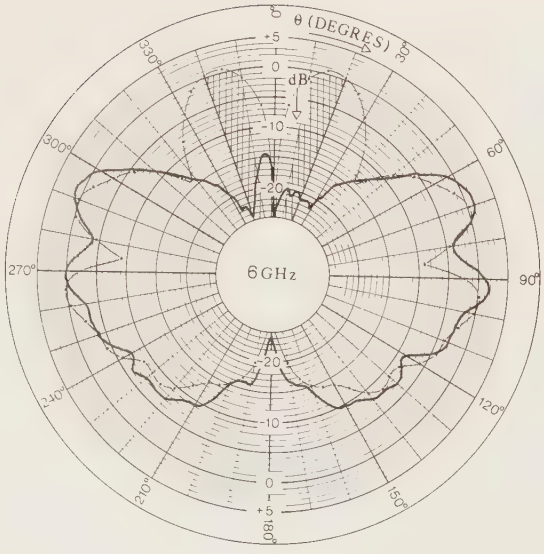
Composante Eθ

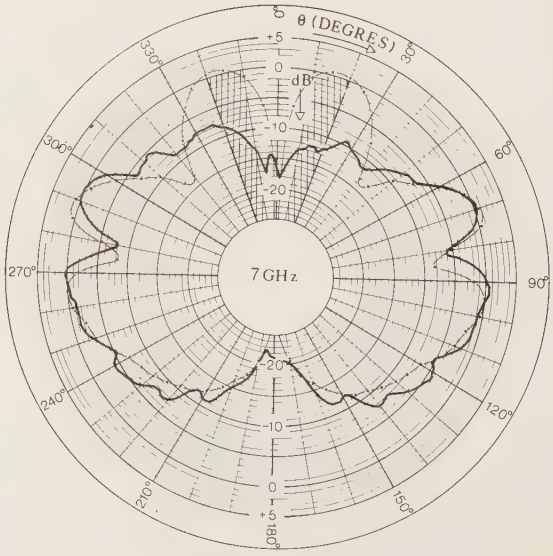


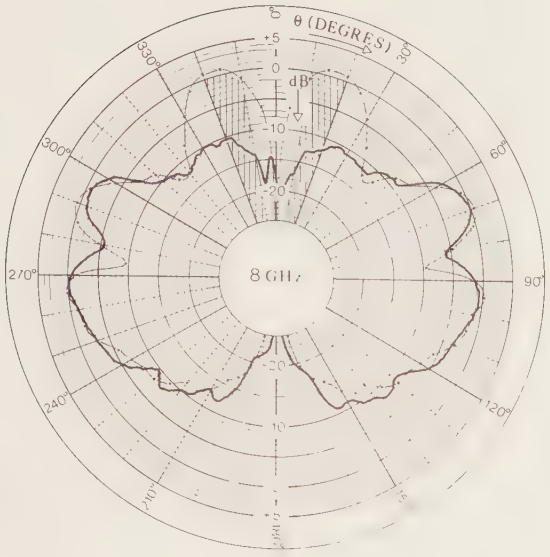


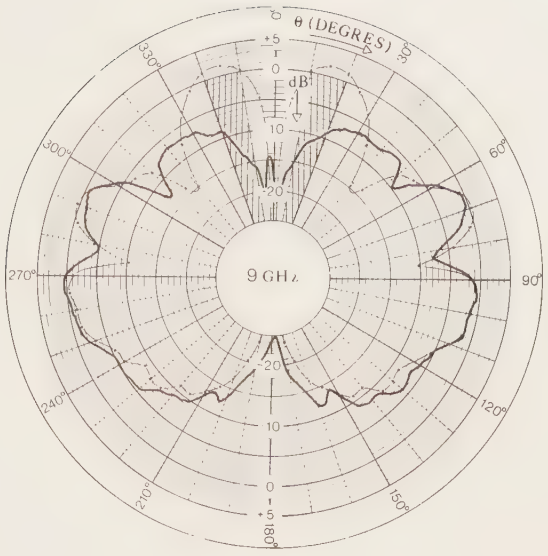


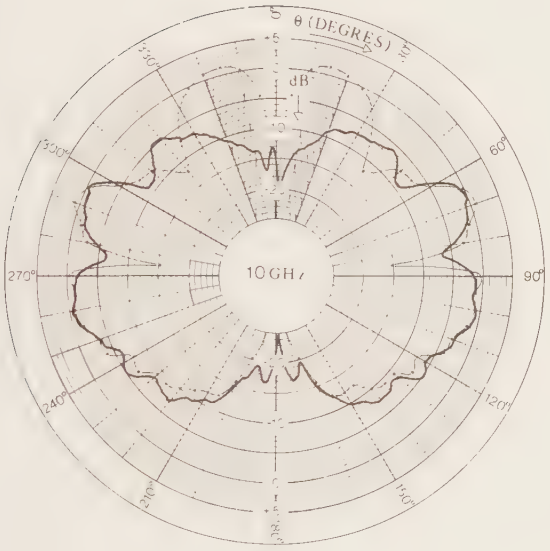


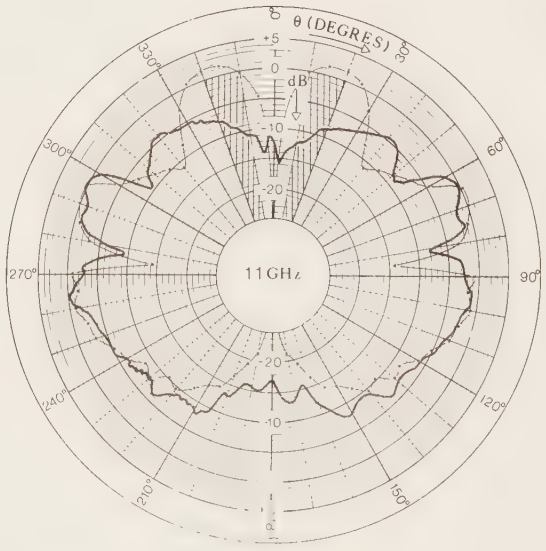


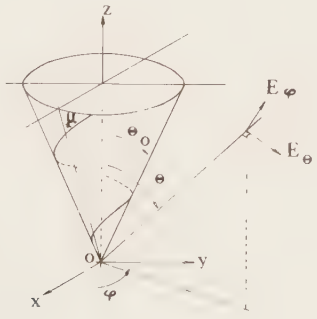












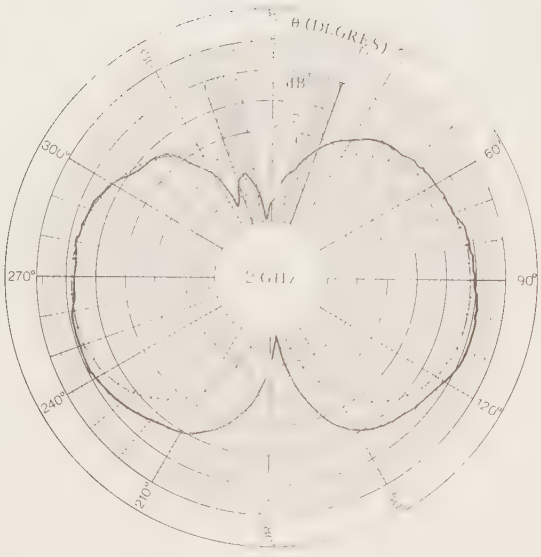
Directivité en site (dB) expérimentale (*trait fort*) et théorique (*trait fin*) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, non chargée, à quatre brins épais, correspondant à $\theta_0 = 20\ °$, $\mu = 45\ °$, $\delta = 16\ °$, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence (GHz).

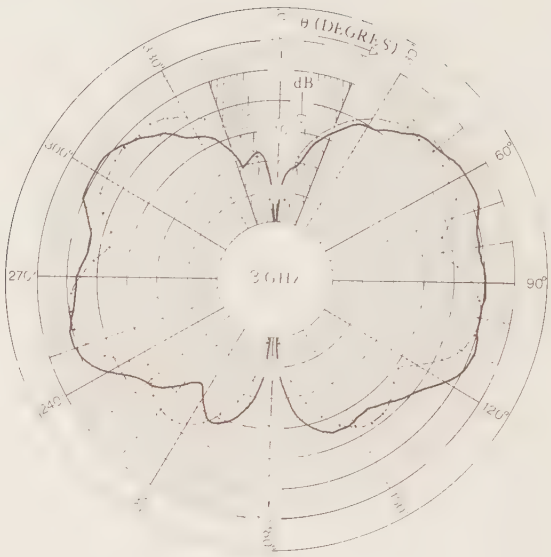
$r_0 = 1{,}2$ cm L = 26 cm

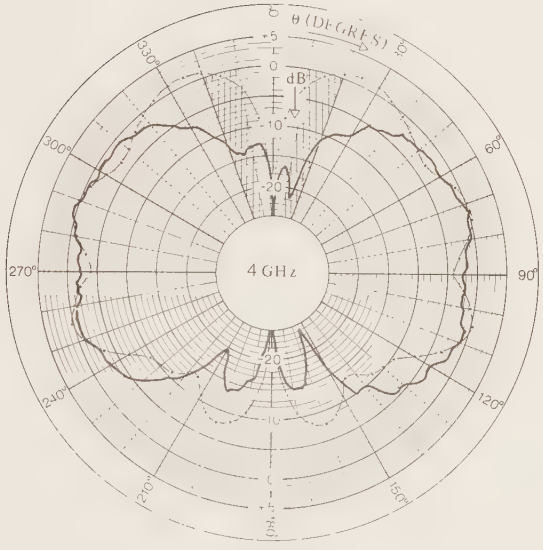
N.B. La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

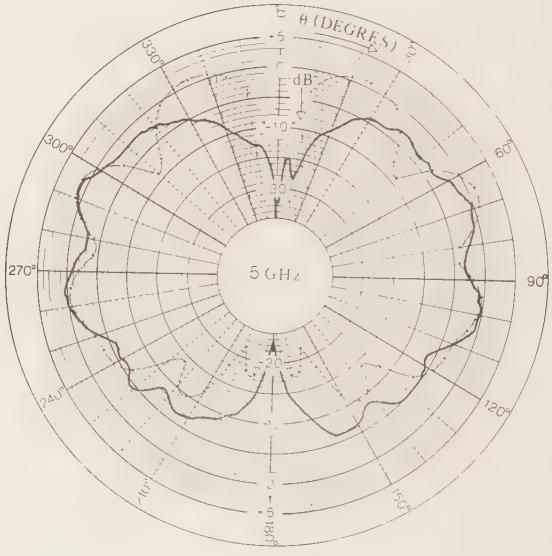
Figure 16

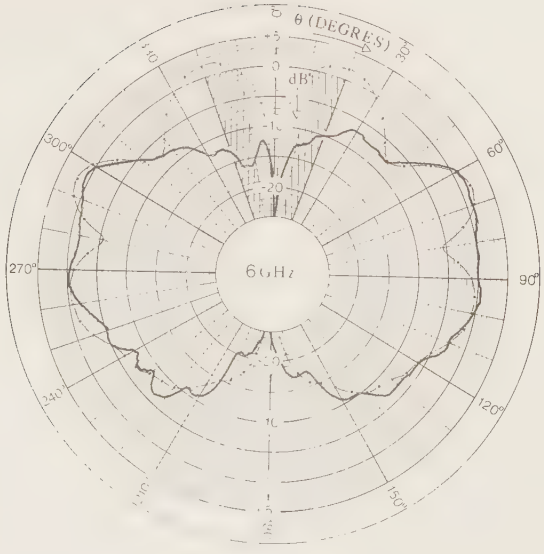
Composante $E\varphi$

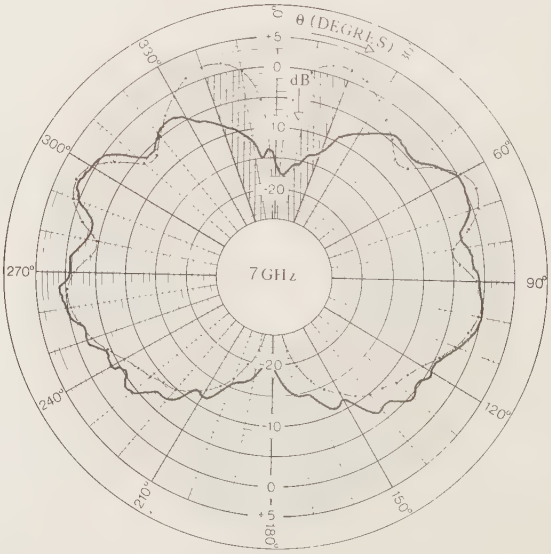


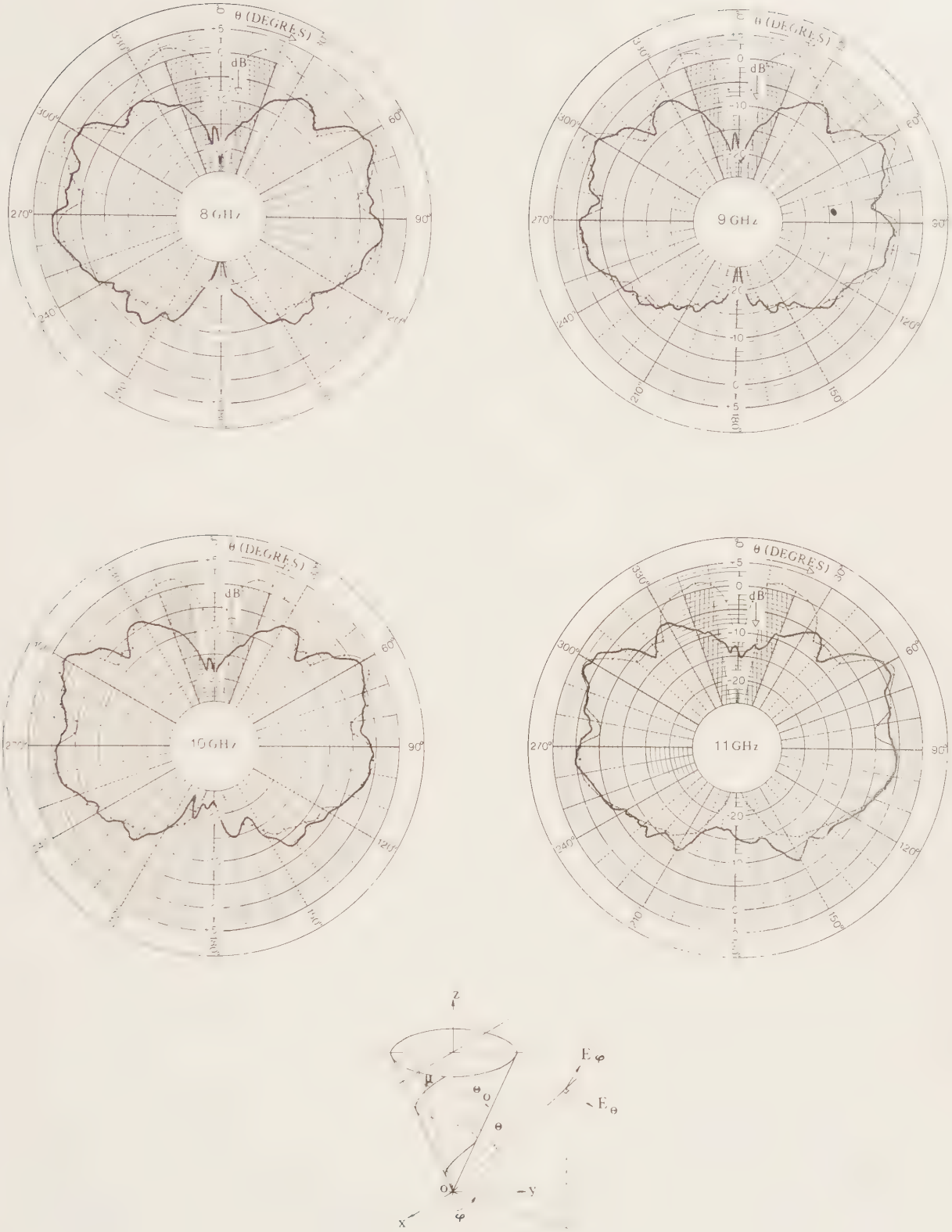












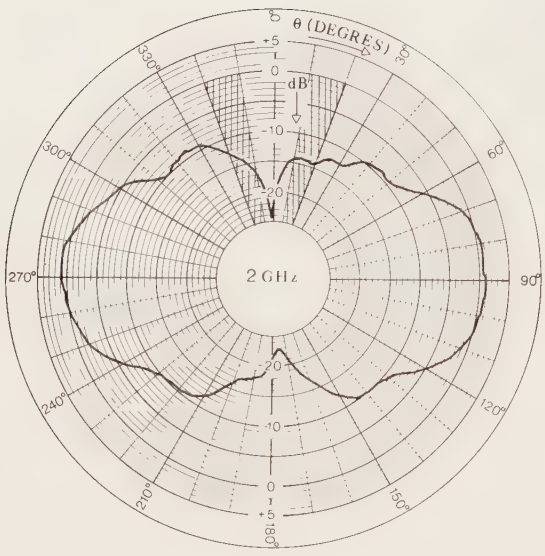
Directivité en site (dB) expérimentale (*trait fort*) et théorique (*trait fin*) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, non chargée, à quatre brins épais, correspondant à $\theta_0 = 20°$, $\mu = 45°$, $\delta = 16°$, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence (GHz).

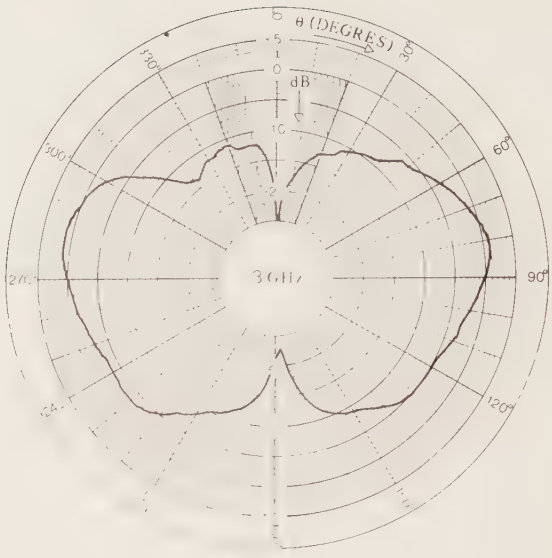
$r_0 = 1{,}2$ cm L = 26 cm

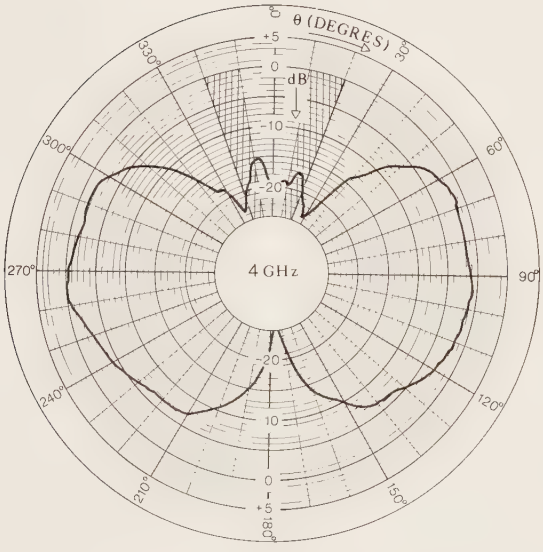
N.B. La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

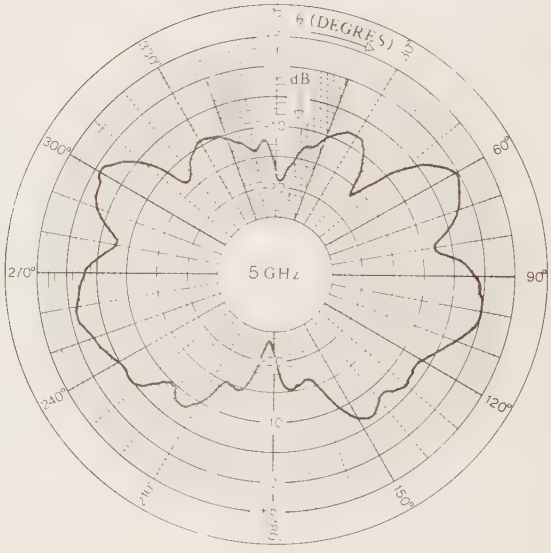
Figure 17

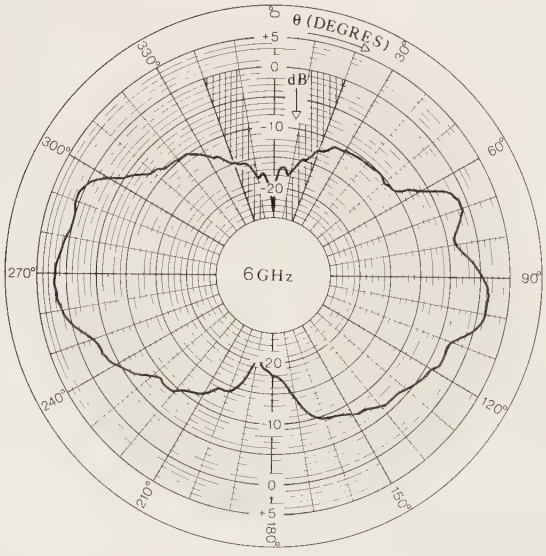
Composante Eθ

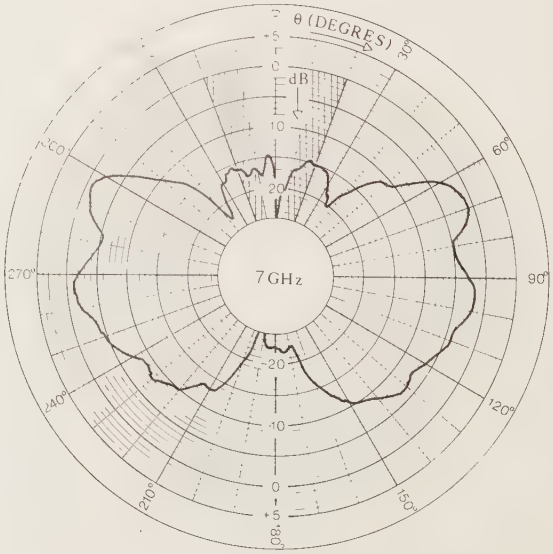


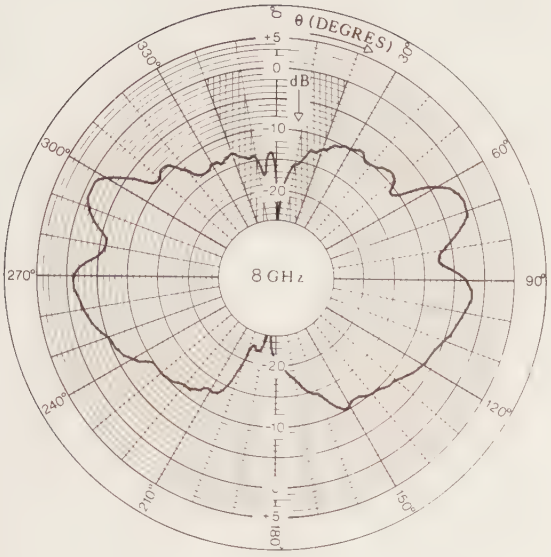


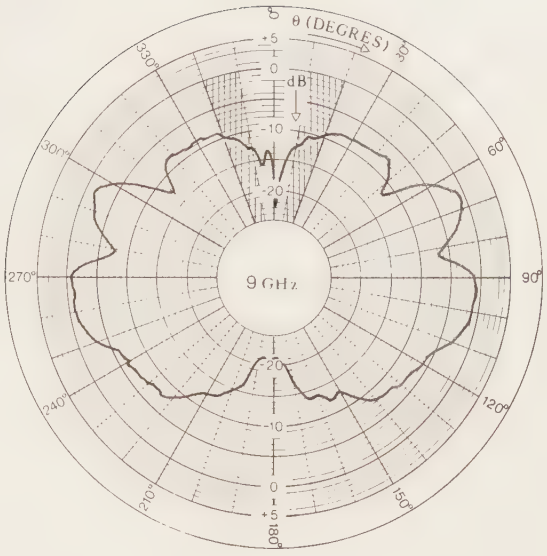


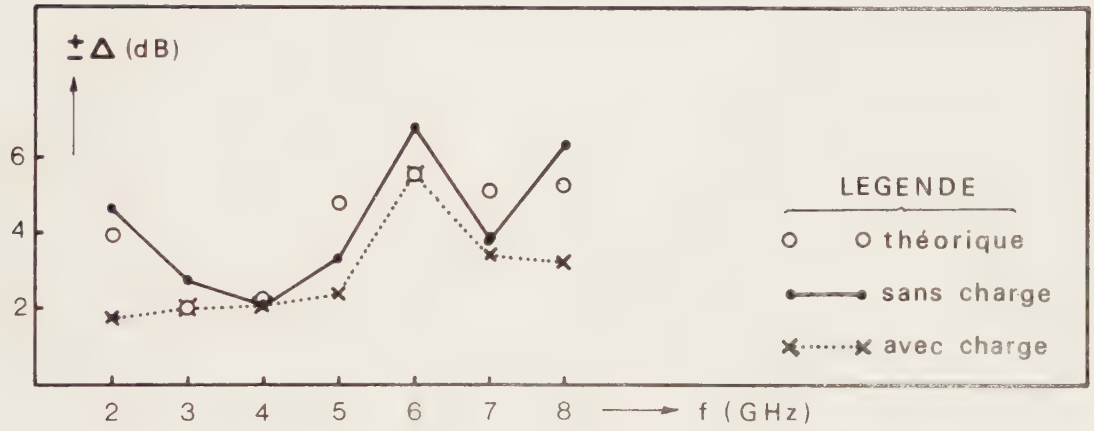












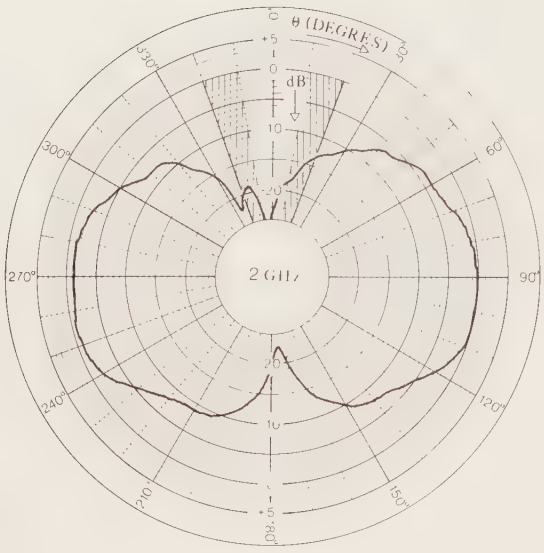
Directivité en site (dB) expérimentale par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *chargée*, à quatre brins "épais", correspondant à θ_o=20°, μ=45°, δ=16°, excitée en mode m=2, en fonction de la fréquence °(GHz).
(r_o=1,2cm L=26cm)

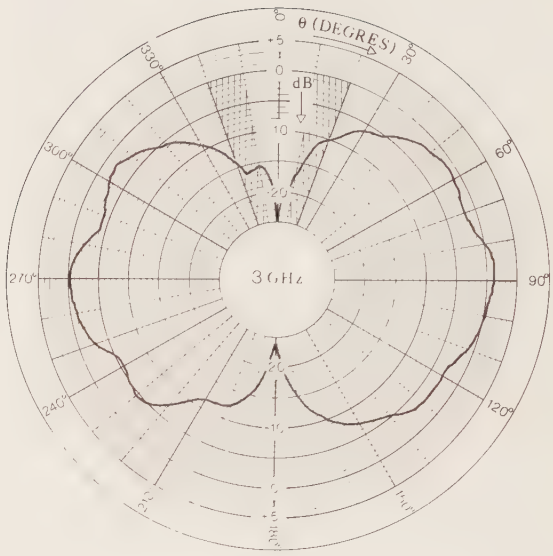
N.B. La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

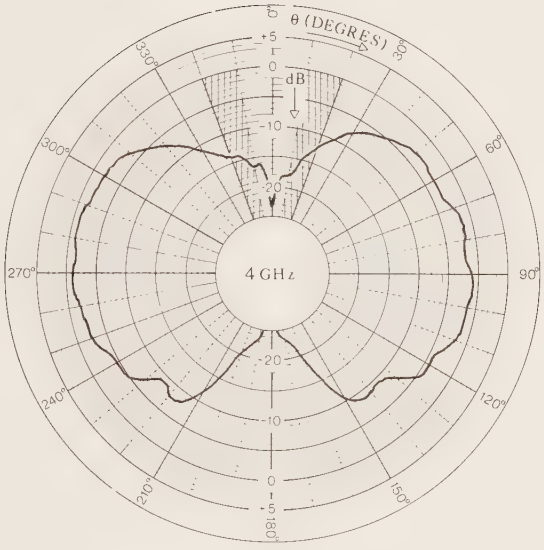
Influence de la charge sur le rayonnement omnidirectionnel ($\theta=\pi/2$), en fonction de la fréquence.
±Δ(dB) désigne les variations maximales de l'amplitude du champ rayonné.

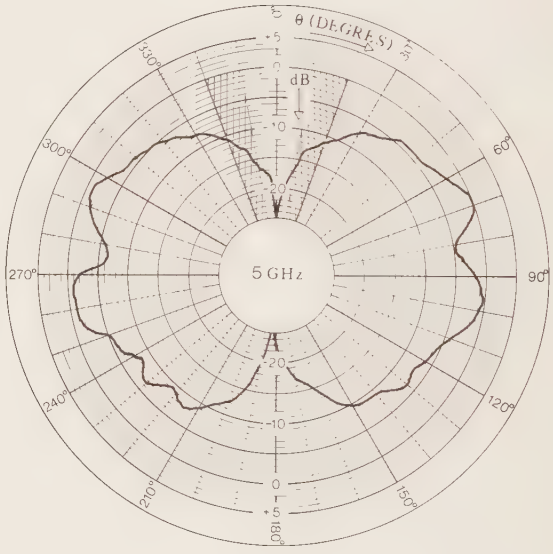
Figure 18

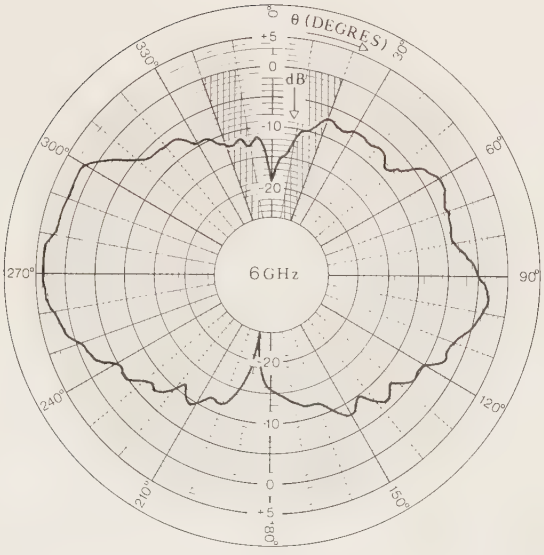
Composante $E\varphi$

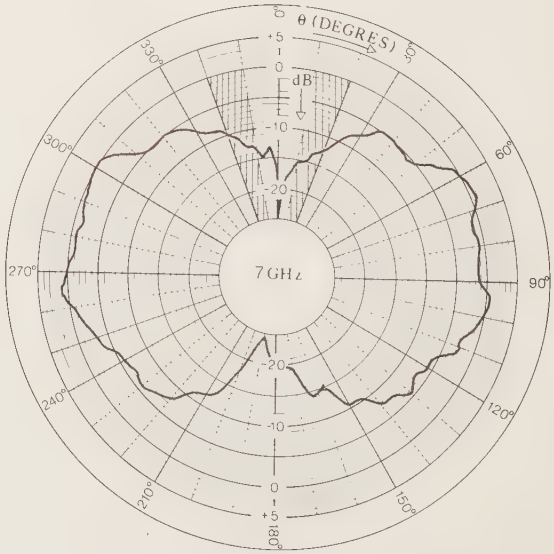


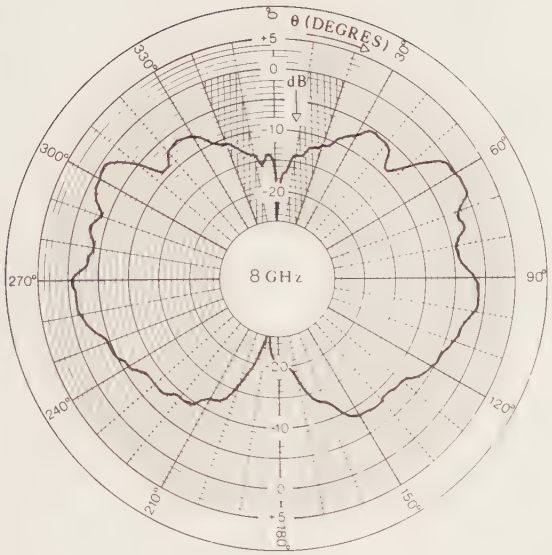


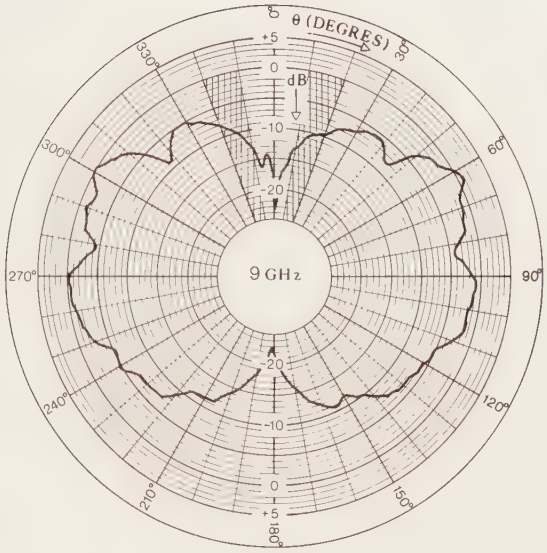


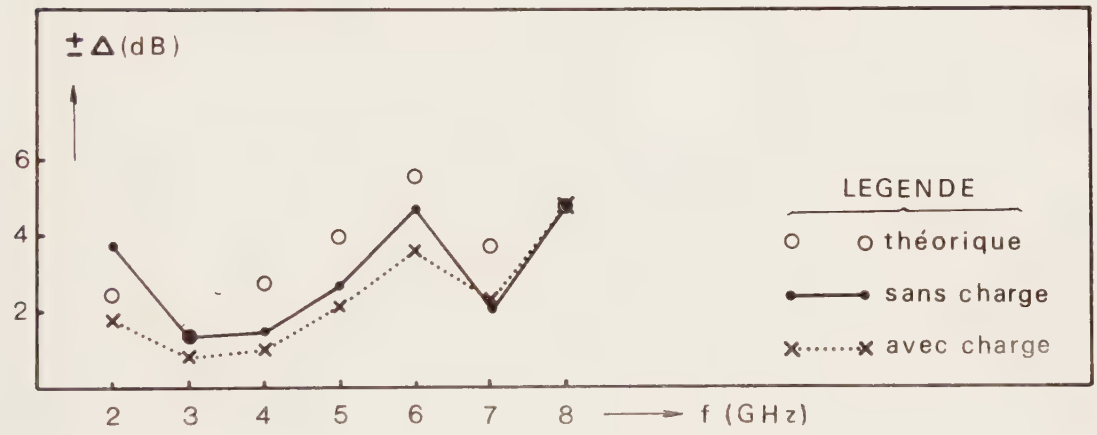












Directivité en site (dB) expérimentale par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *chargée*, à quatre brins "épais", correspondant à θ_o=20°, μ=45°, δ=16°, excitée en mode m=2, en fonction de la fréquence °(GHz).
(r_o=1,2cm L=26cm)

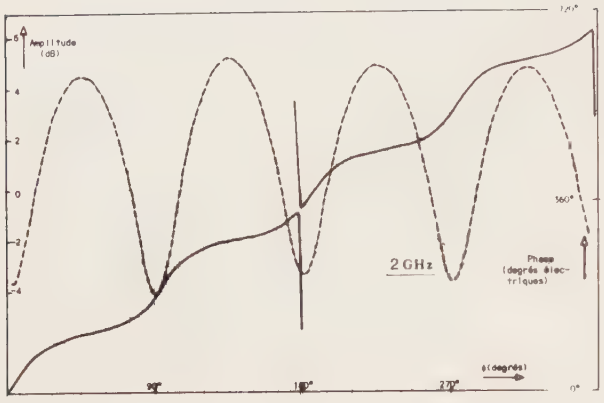
N.B. La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

Influence de la charge sur le rayonnement omnidirectionnel (θ=π/2), en fonction de la fréquence.
±Δ(dB) désigne les variations maximales de l'amplitude du champ rayonné.

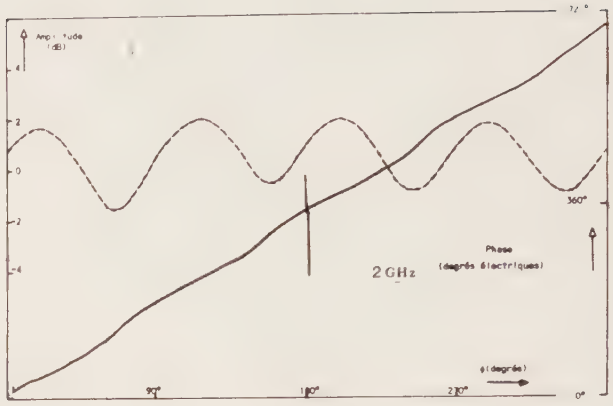
Figure 19

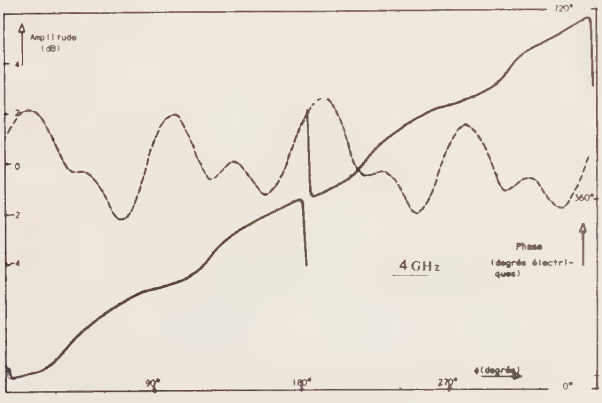
Composante Eθ

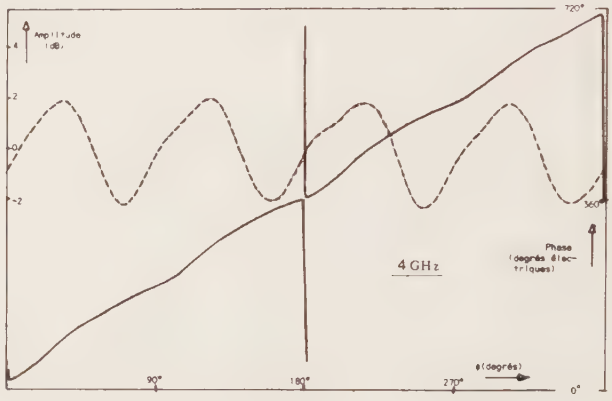
a

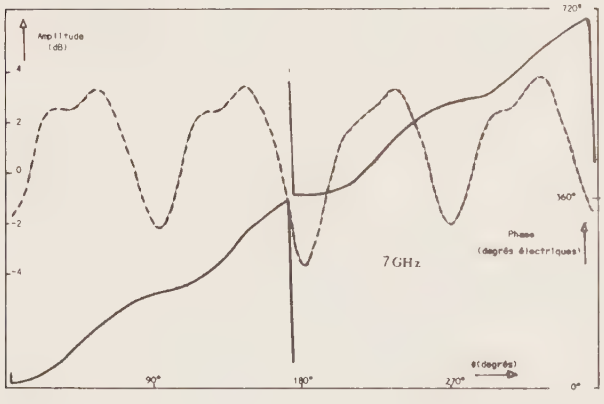


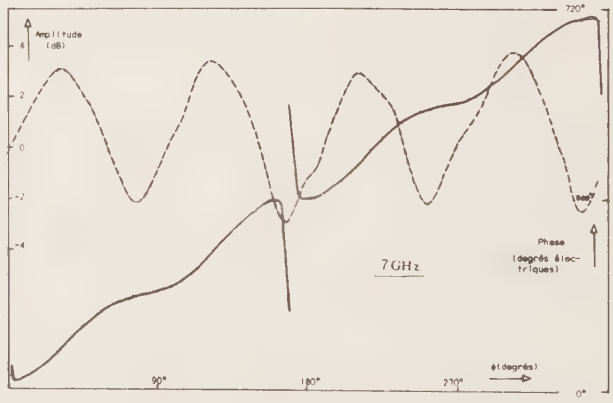
b





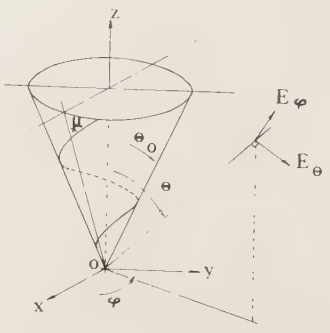






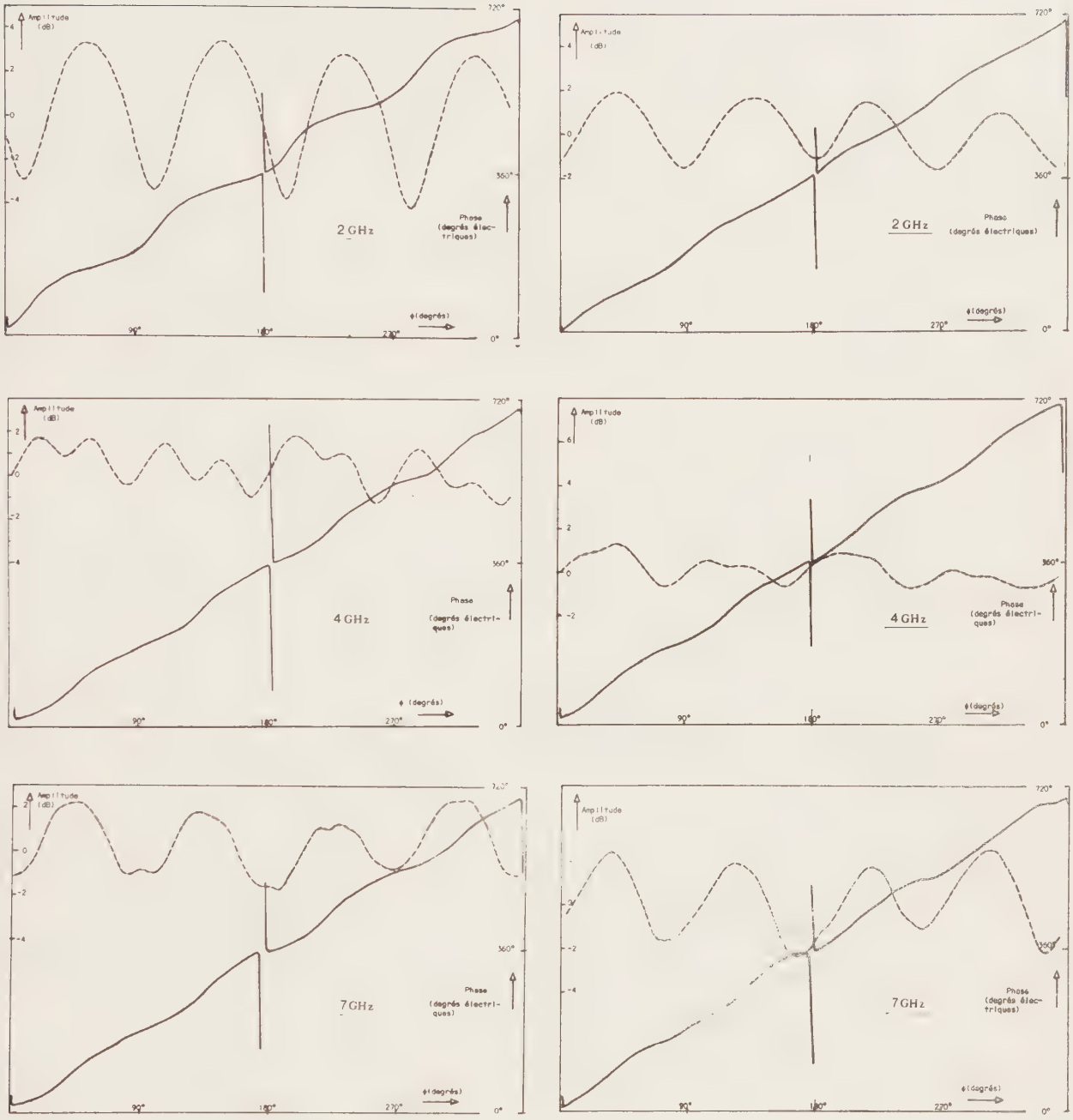
Exemples d'enregistrement des variations de l'amplitude (dB), *traits pointillés*, et de la phase (degrés électriques), *traits continus*, de la composante E_θ du champ rayonné omnidirectionnellement ($\theta = \frac{\pi}{2}$) par une antenne à quatre brins "épais", correspondant à $\theta_0 = 20°$, $\mu = 45°$, $\delta = 16°$, excitée en mode m = 2, en fonction de l'angle ϕ d'azimut (degrés) et pour quelques fréquences (GHz). $r_o = 1{,}2$ cm L = 26 cm

(a) : *antenne non chargée*
(b) : *antenne chargée.*



Composante $E\varphi$

a *b*

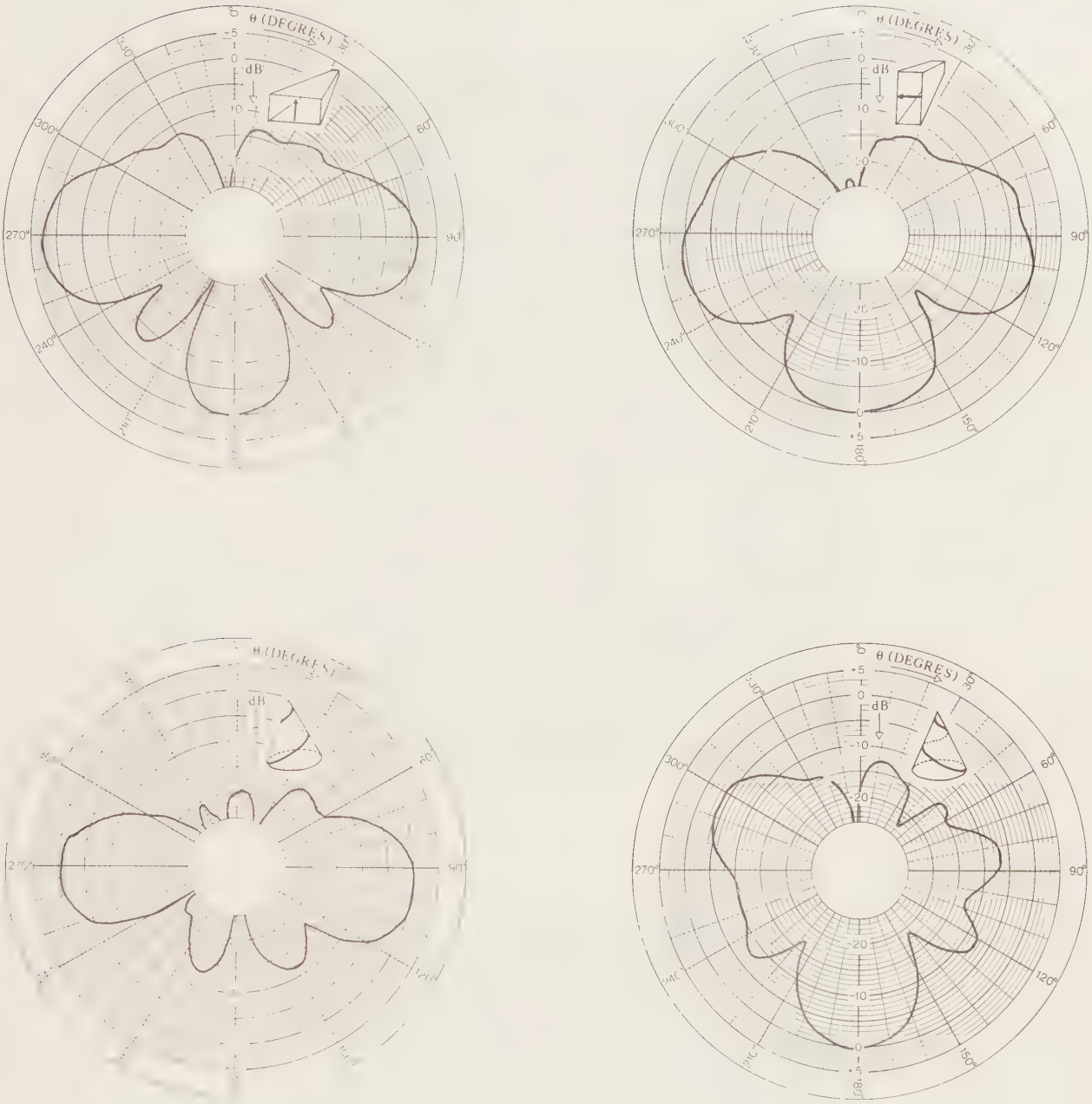


Exemples d'enregistrement des variations de l'amplitude (dB), *traits pointillés*, et de la phase (degrés électriques), *traits continus*, de la composante E_ϕ du champ rayonné omnidirectionnellement ($\theta = \frac{\pi}{2}$) par une antenne à quatre brins "épais", correspondant à $\theta_0 = 20°$, $\mu = 45°$, $\delta = 16°$, excitée en mode m = 2, en fonction de l'angle ϕ d'azimut (degrés) et pour quelques fréquences (GHz). $r_o = 1{,}2$ cm L = 26 cm

(a) : antenne non chargée
(b) : antenne chargée.

Figure 20

Antenne à quatre brins "épais"
θ_0 = 20 ° μ = 45 ° δ = 16 °



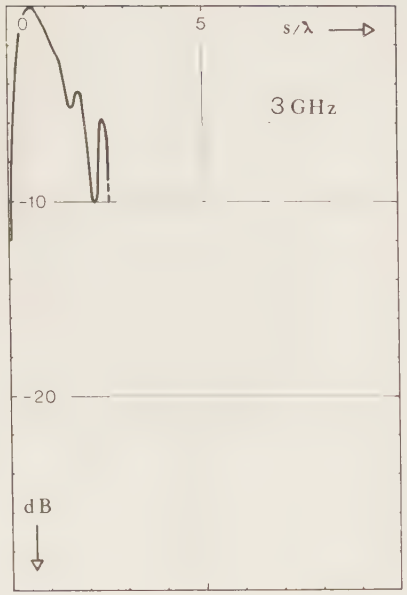
Etude de la polarisation de l'onde reçue dans un plan de site par une antenne conique équiangulaire "*non chargée*" correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 16 °, r_o = 1,2 cm, L = 26 cm excitée en mode 1 à la fréquence de 3 GHz.

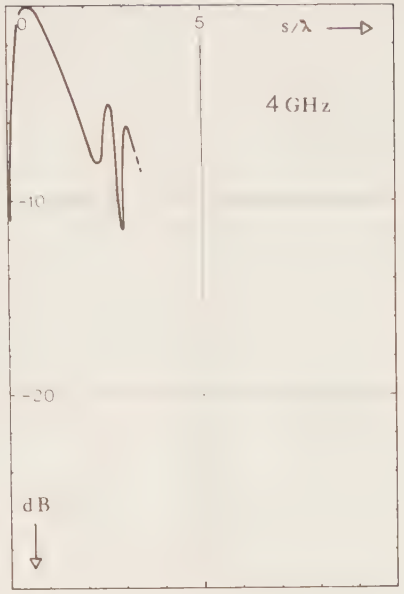
L'antenne d'émission est (figure du haut) à polarisation rectiligne.

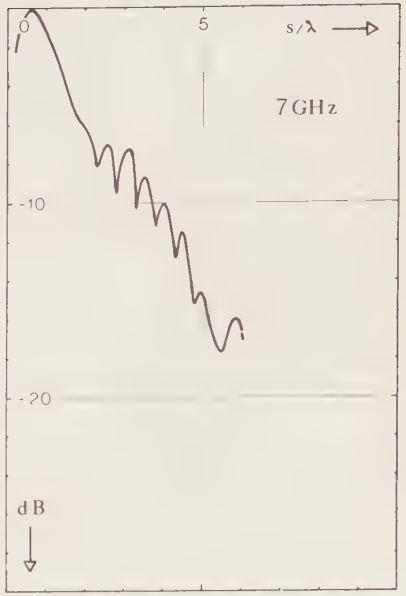
L'antenne d'émission est (figure du bas) à polarisation respectivement et de gauche à droite : circulaire gauche et circulaire droite.

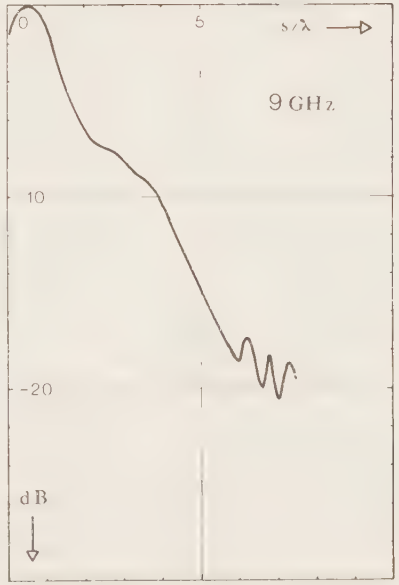
Figure 21

Antenne à quatre brins "épais"
θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °



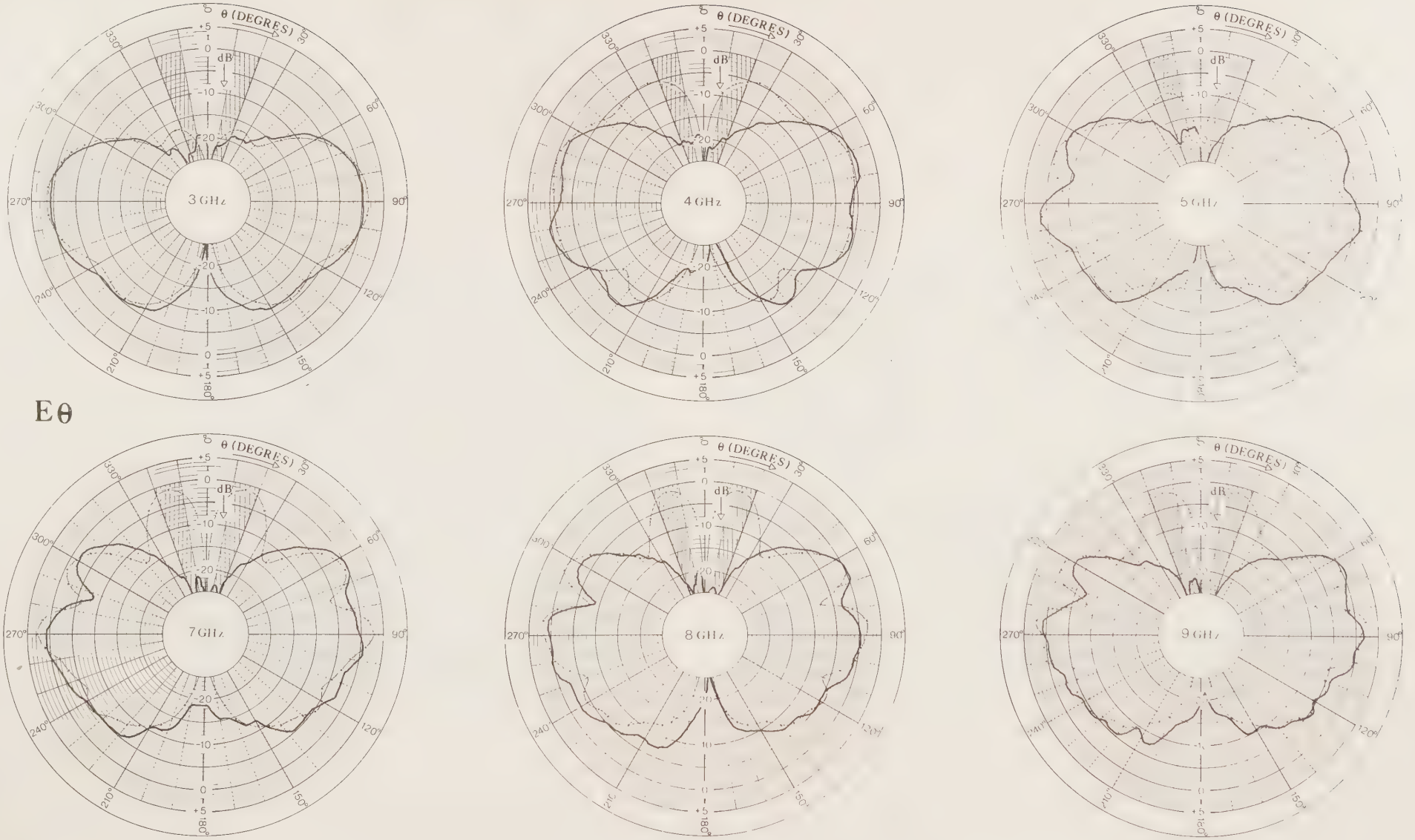






Amplitude théorique du courant (dB) calculé er fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", correspondant à θ_o = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, excitée en mode m = 2, pour diverses valeurs de la fréquence (GHz) (r_o = 0,5 cm L = 24 cm)

Figure 22

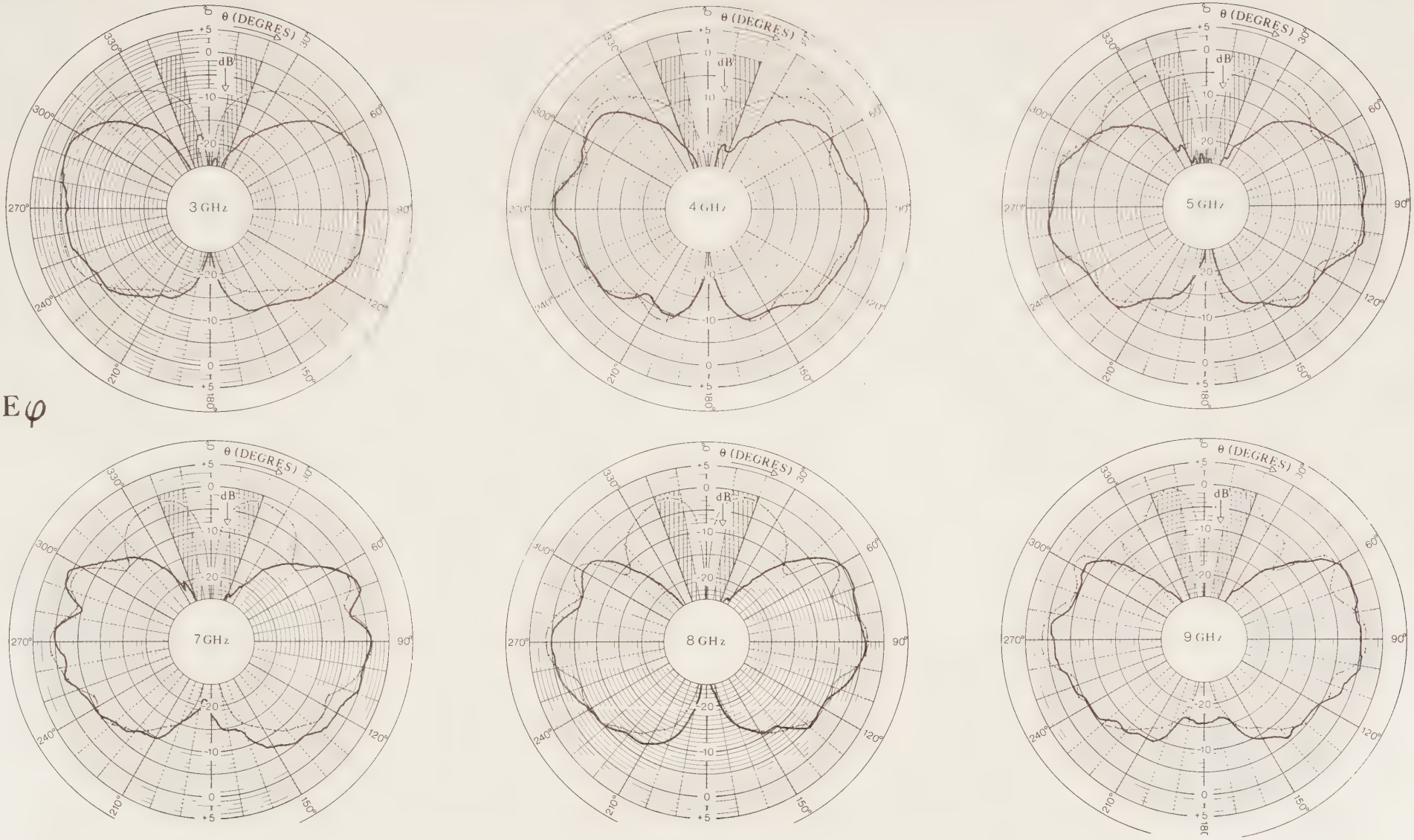


Eθ

Directivité en site (dB) expérimentale (*trait fort*) et théorique (*trait fin*) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *non chargée*, à quatre brins "épais", correspondant à θ_o=20°, μ=45°, δ=32°, excitée en mode m=2, en fonction de la fréquence (GHz). - r_o=0,5cm L=24cm -
N.B. La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

- COMPOSANTE E_θ -

Figure 23

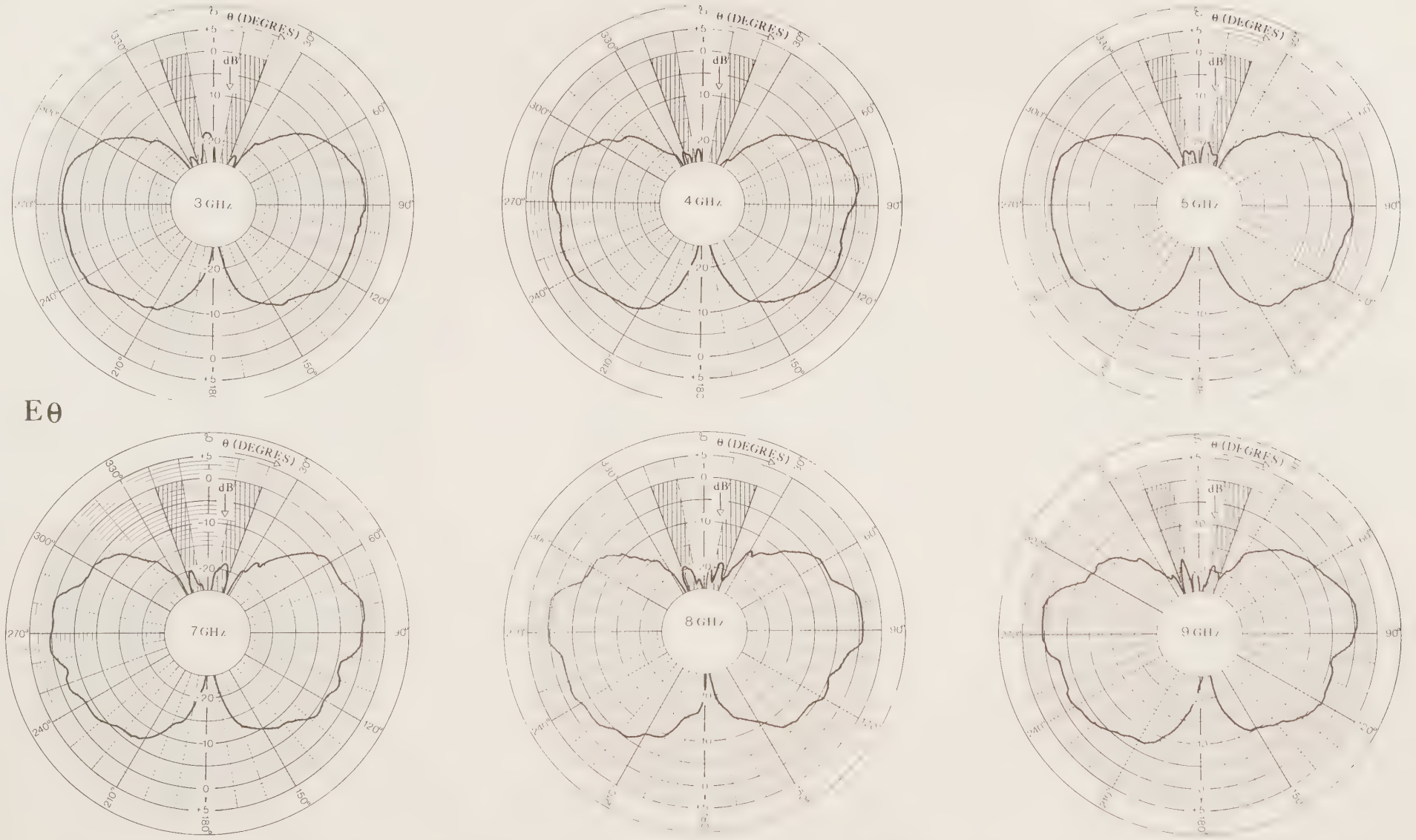


$E\varphi$

Directivité en site (dB) expérimentale (*trait fort*) et théorique (*trait fin*) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *non chargée*, à quatre brins "épais", correspondant à θ_o=20°, μ=45°, δ=32°, excitée en mode m=2, en fonction de la fréquence (GHz). - r_o=0,5cm L=24cm -
N.B. La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

- COMPOSANTE E_ϕ

Figure 24

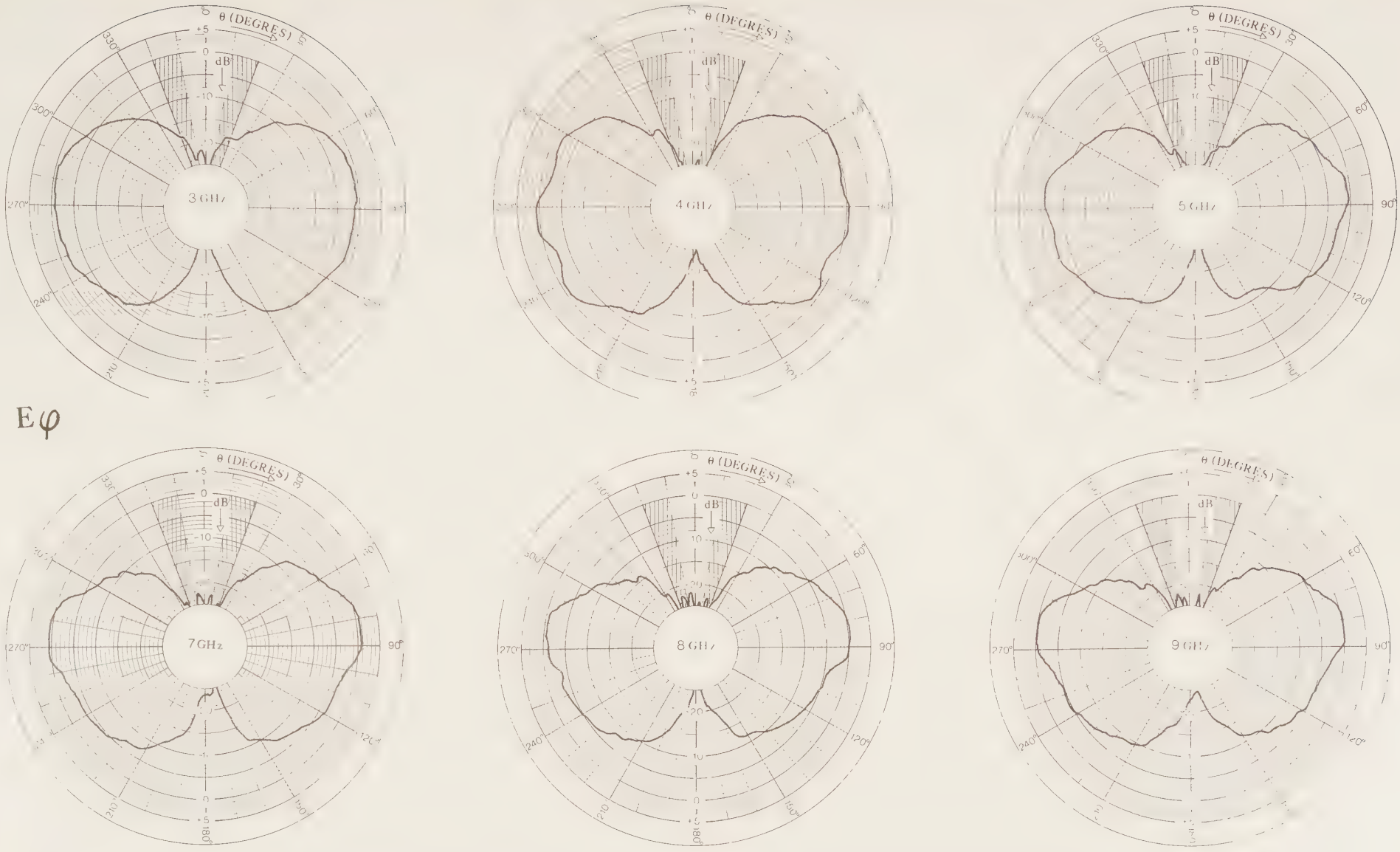


Eθ

Directivité en site (dB) mesurée par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *avec coiffe absorbante*, à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence (GHz). (r_o = 0,5 m L = 24 cm)

N.B. La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

Figure 25

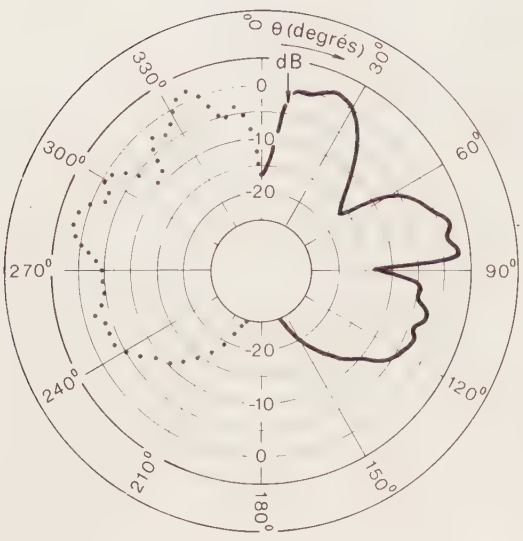


$E\varphi$

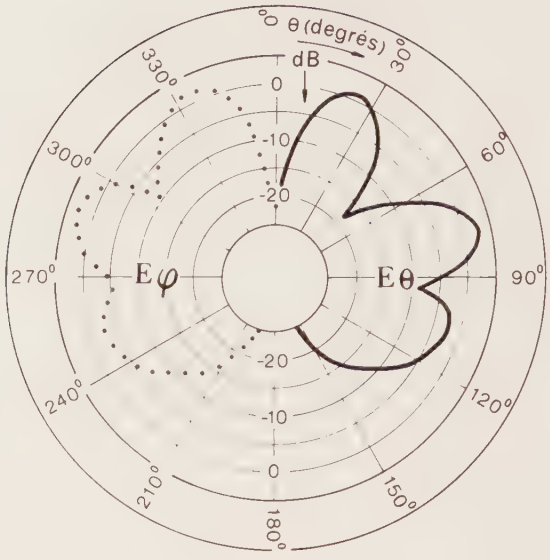
Directivité en site (dB) mesurée par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, *avec coiffe absorbante*, à quatre brins "épais", correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence (GHz). (r_o = 0,5 m L = 24 cm)

N.B. La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

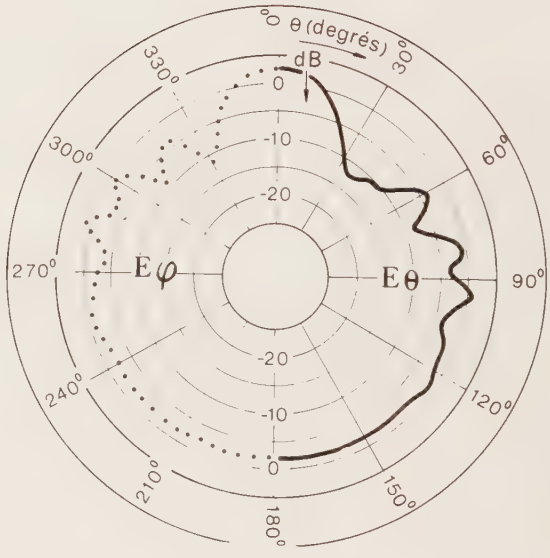
Figure 26



m = 1



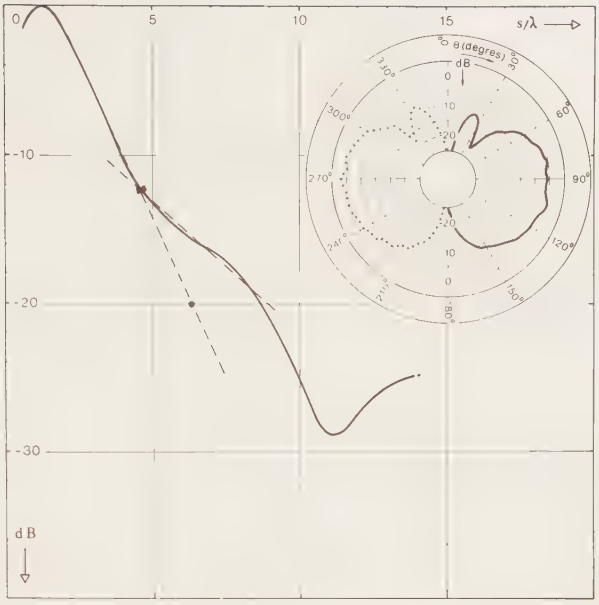
m = 3

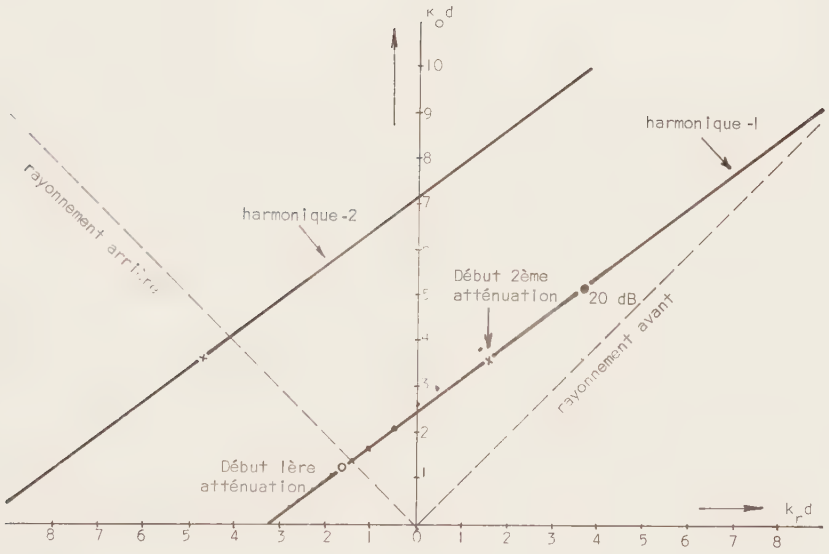


Courants coupés à 30 dB

Exemples théoriques de l'influence des zones secondaires de rayonnement (modes supérieurs) sur les diagrammes en site (dB) des composantes E_θ et E_ϕ du champ électrique émis par une antenne excitée en mode m=1 et correspondant à θ_o=25°, μ=50°, δ=16°, et par une antenne excitée en mode m=3 correspondant à θ_o=15°, μ=50°, δ=16° .

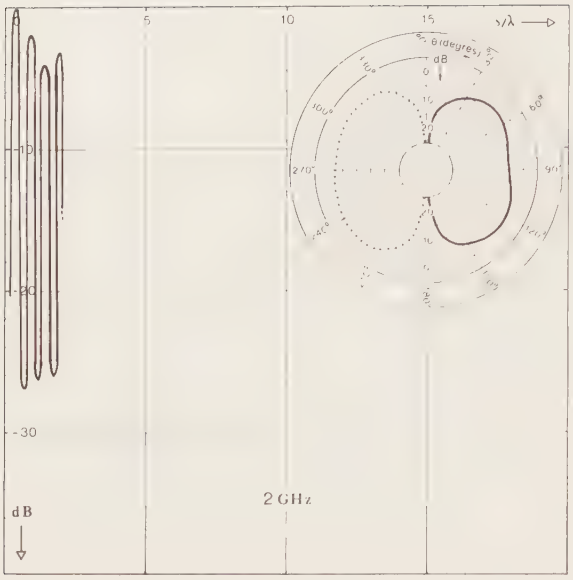
Figure 27

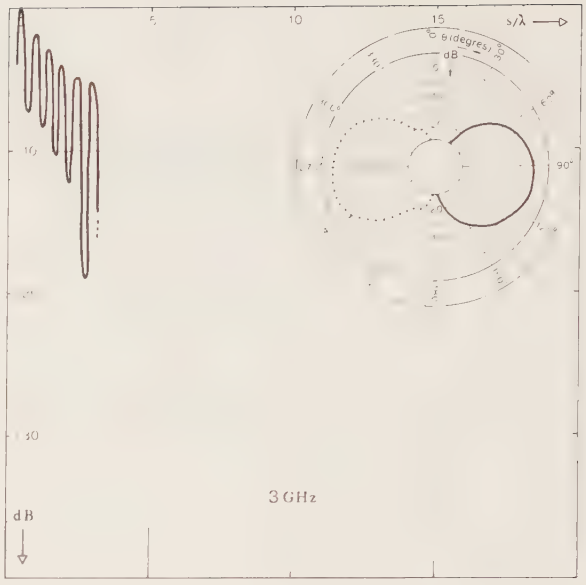


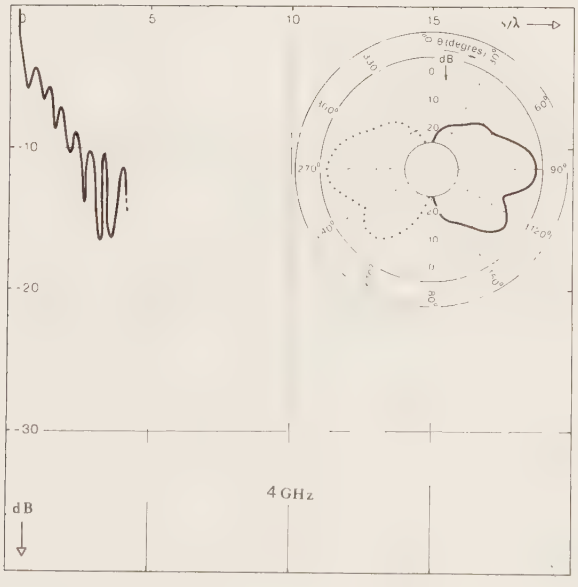


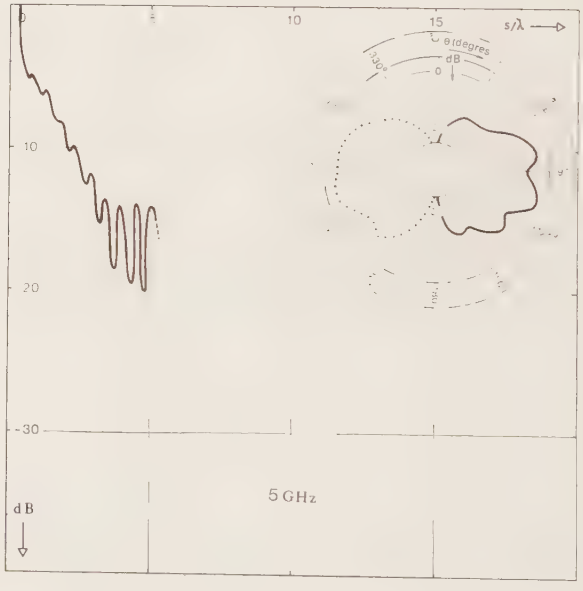
Exemple d'interprétation, en termes de diagramme de Brillouin (k_o,k_r), des zones secondaires de rayonnement (modes supérieurs) pour une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" correspondant à θ_o = 7,5°, μ = 45°, δ=16° excitée en mode m=2 .

Figure 28

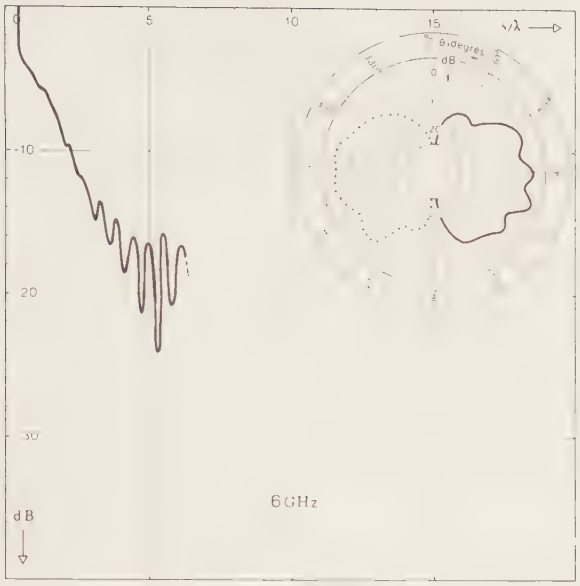


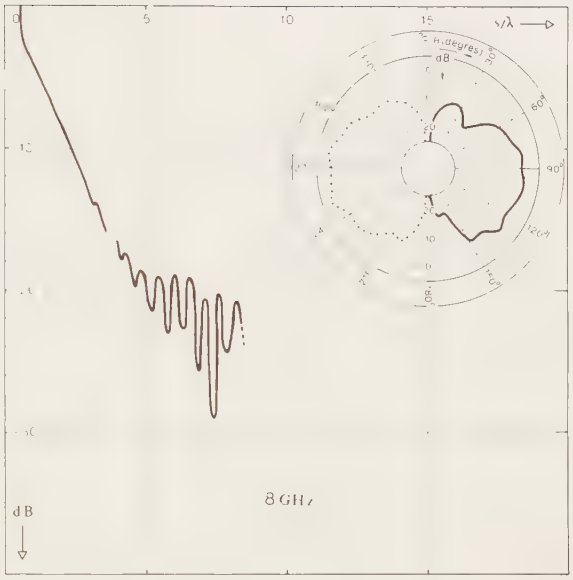


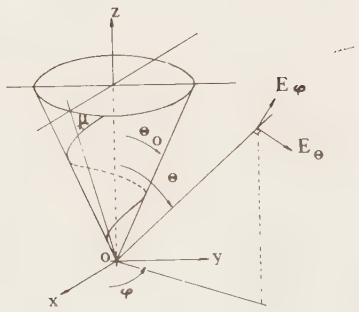




f(GHz)	$\pm \Delta_\theta$(dB)	$\pm \Delta_\phi$(dB)	$\pm \Delta_\theta$(°)	$\pm \Delta_\phi$(°)	Rapport d'ellipticité moyen
4	3,8	2,8	24	18	1,1
6	1,2	0,5	8,5	2,5	1,8
8	0,8	1	5,7	4,4	0,9
11	0,8	1	8,7	5,3	1,8



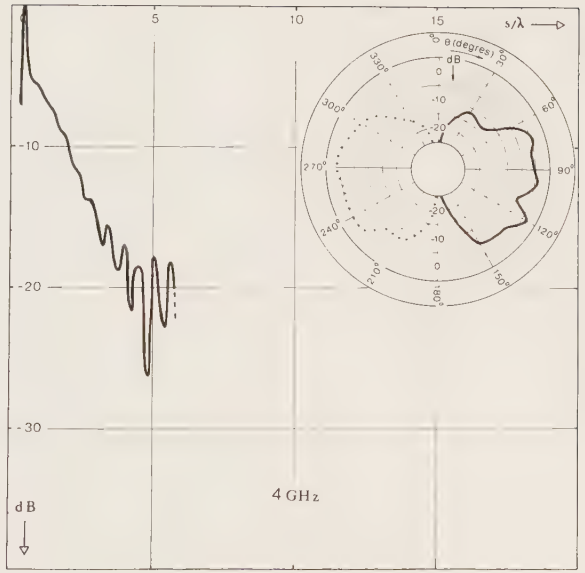




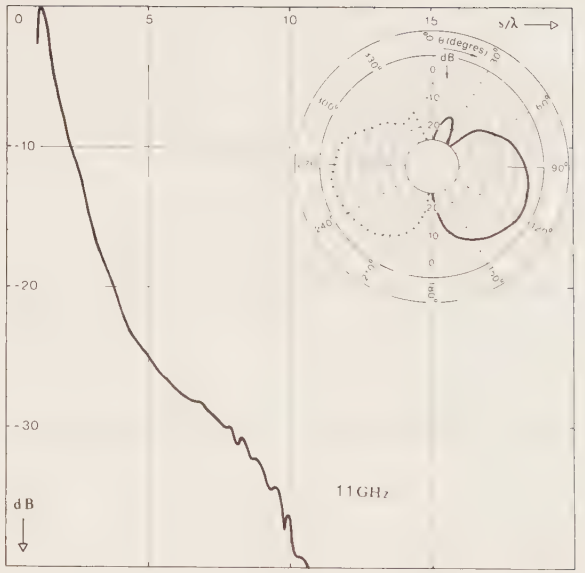
Amplitude théorique du courant (dB) calculé en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et diagramme de rayonnement théorique en site, d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins de *rayon constant* (R = 0,6 mm), correspondant à $\theta_0 = 7°,5$ $\mu = 45°$ $r_0 = 1,7$ cm L = 30 cm, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence.

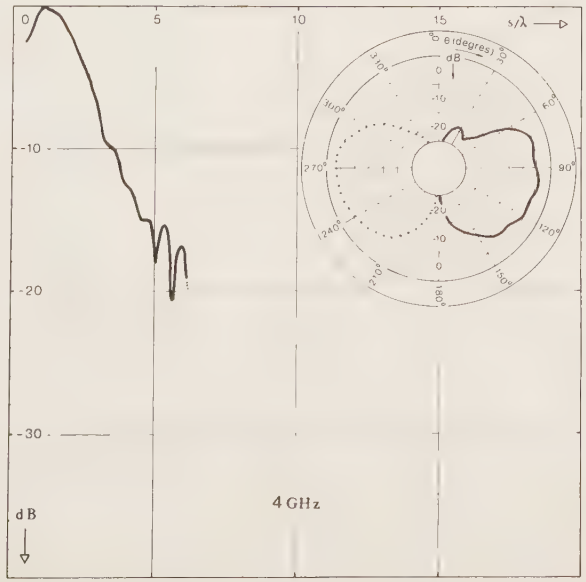
N.B. - La composante E_θ figure dans la moitié droite du diagramme, la composante E_ϕ dans la moitié gauche.

Figure 29

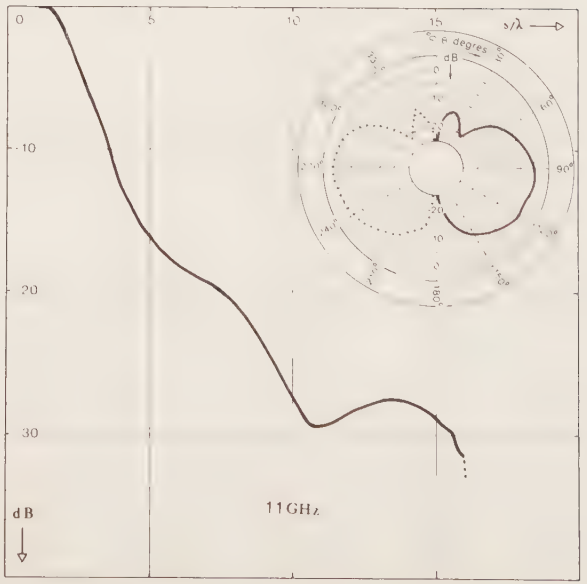

5
10
15
s/λ
-10
-20
-30
dB
4 GHz

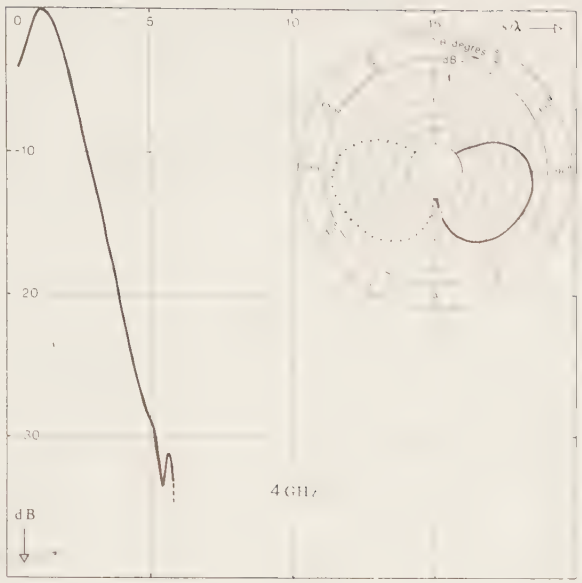
FIL


0
5
10
15
s/λ
-10
-20
-30
dB
11 GHz

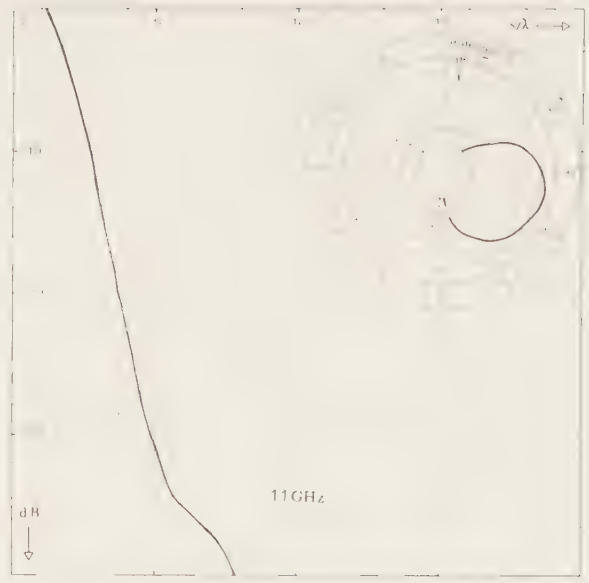

0
5
10
15
s/λ
-10
-20
-30
dB
4 GHz

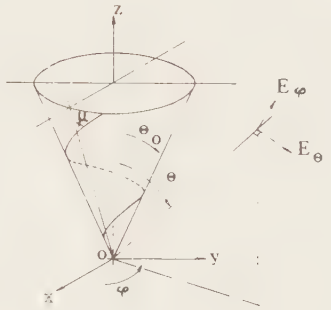
$\delta = 23°$


0
5
10
15
s/λ
-10
-20
30
dB
11 GHz



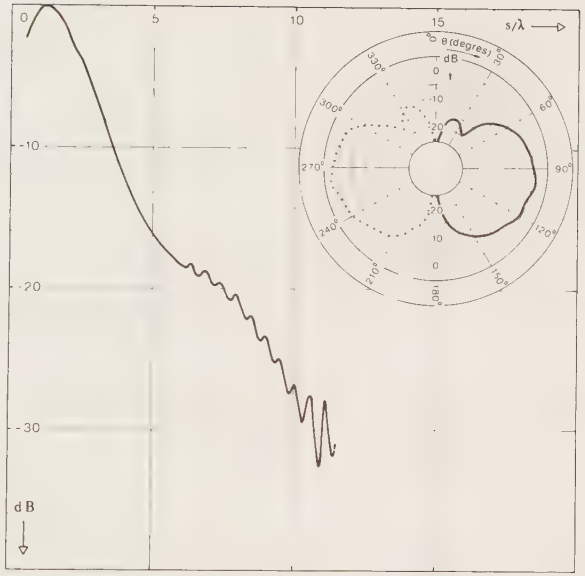
$\delta = 55°$



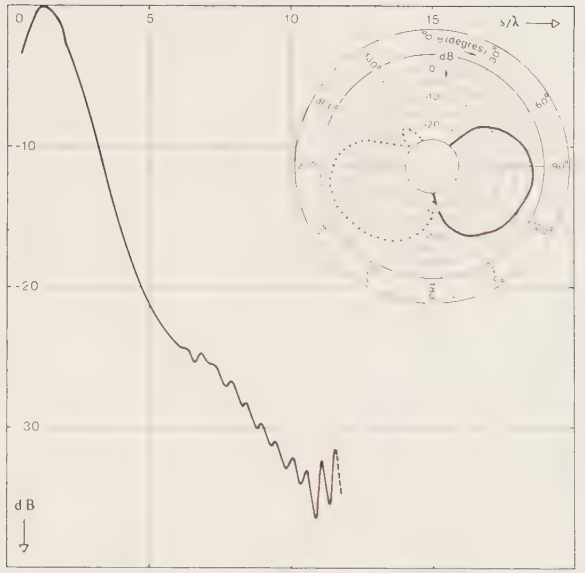


Etude comparée de la décroissance du courant et des diagrammes de rayonnement d'antennes à brins "épais" (δ = 23° et 55°) et d'une antenne "fil" (R = 1,1 mm) correspondant à θ_o = 7°5, μ = 45°, r_o = 1,5 cm, L = 30 cm, aux fréquences de 4 et 11 GHz.

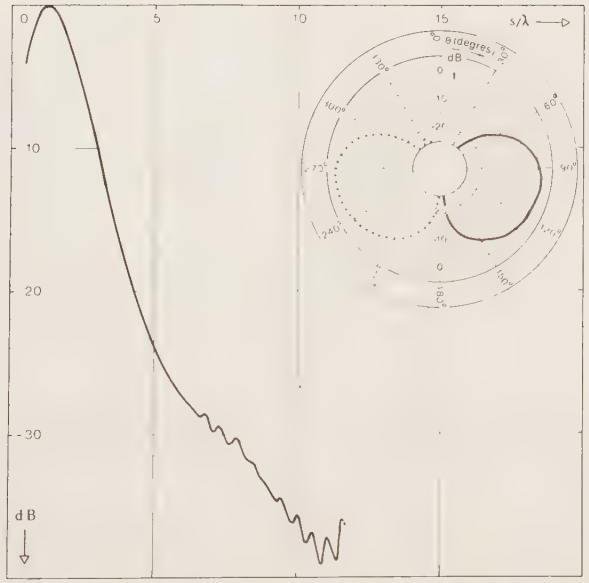
δ=23°



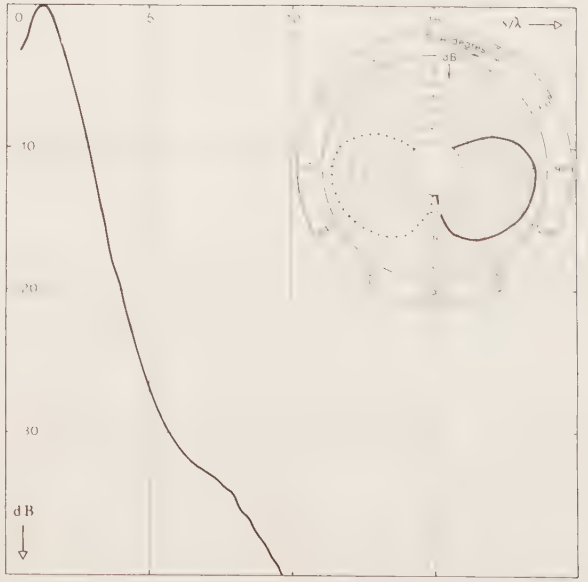
δ=35°



δ=42°



δ=50°



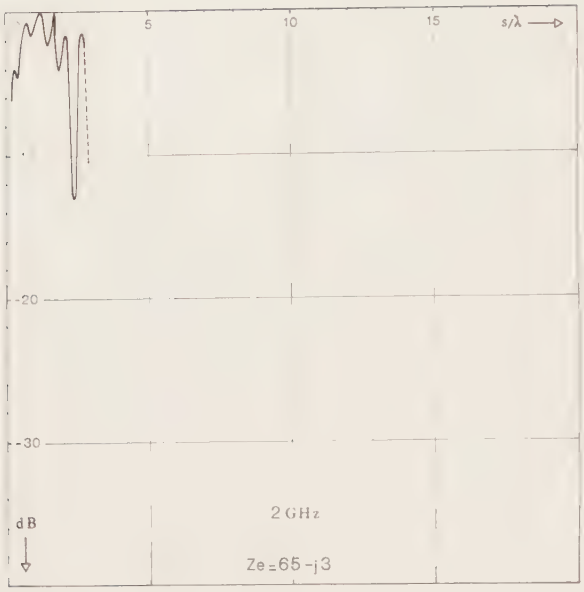
δ	$\pm\Delta_\theta$(dB)	$\pm\Delta_\phi$(dB)	$\pm\Delta_\theta$(degrés)	$\pm\Delta_\phi$(degrés)	Rapport d'ellipticité moyen
23°	1,5	1	10,2	5,6	1,65
35°	1	0,5	5,3	2,9	1,65
42°	0,6	0,4	3,7	1,6	1,85
50°	0,4	0,3	2,2	0,95	2,05

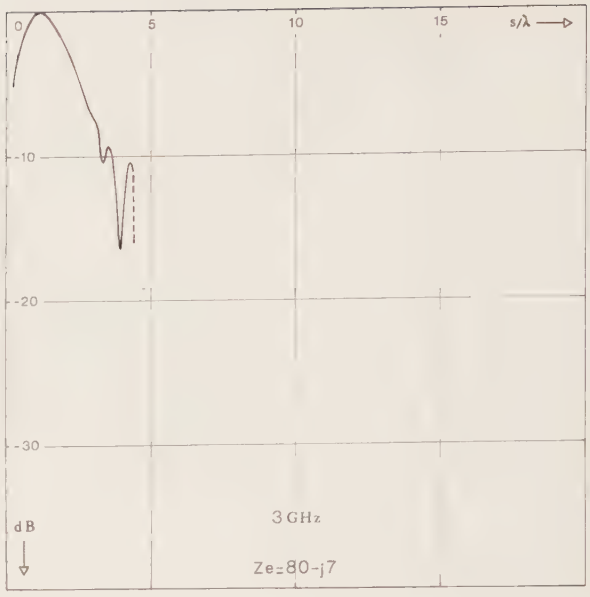
Etude de l'influence de la largeur angulaire δ (degrés) sur le rayonnement d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", correspondant à $\theta_0 = 7°,5$, $\mu = 45°$, excitée en mode m = 2 à la fréquence de 8,5 GHz.

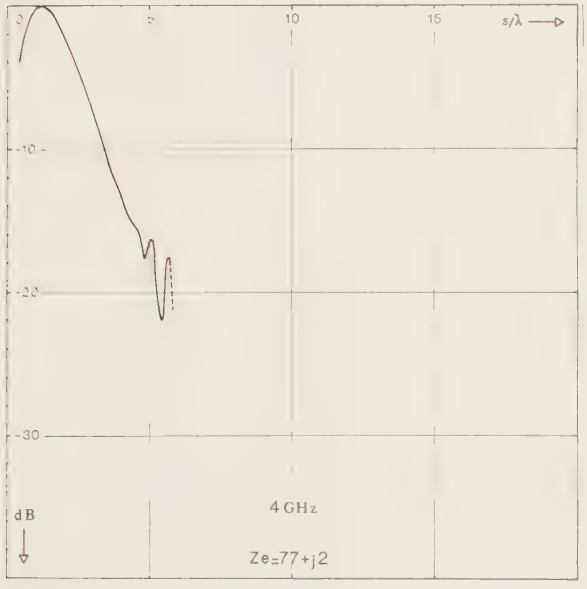
$r_0 = 1,2$ cm L = 40 cm

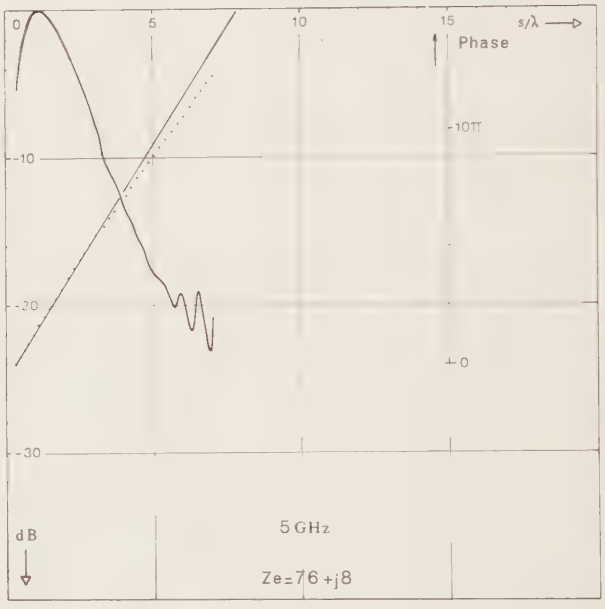
N.B. La composante E_θ du champ rayonné occupe la partie droite des diagrammes, la composante E_ϕ occupe la partie gauche.

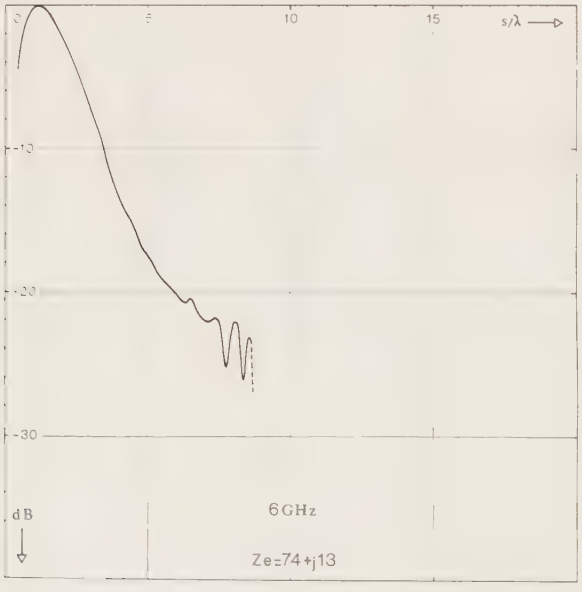
Figure 31

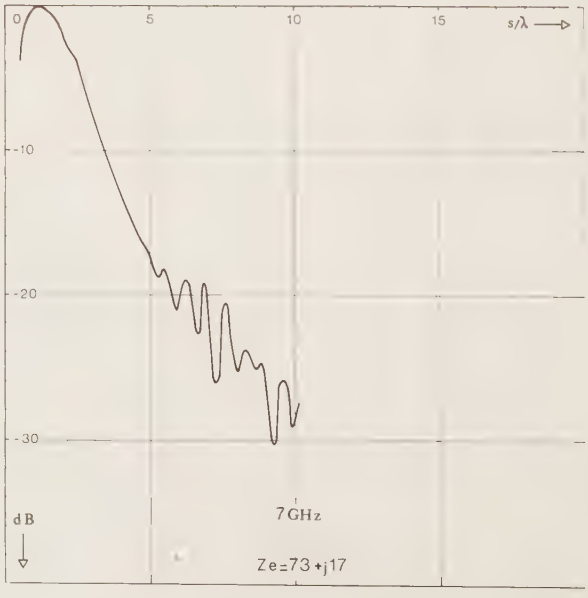

5
10
15
s/λ
-20
-30
dB
2 GHz
Ze=65-j3

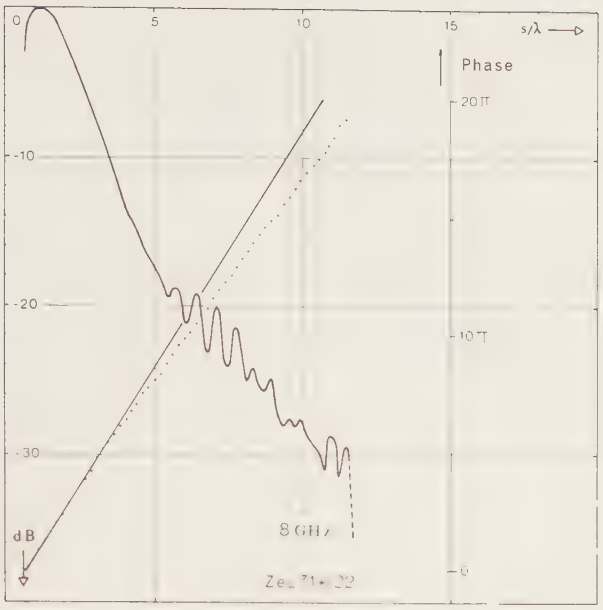

0
5
10
15
s/λ
-10
-20
-30
dB
3 GHz
Ze=80-j7

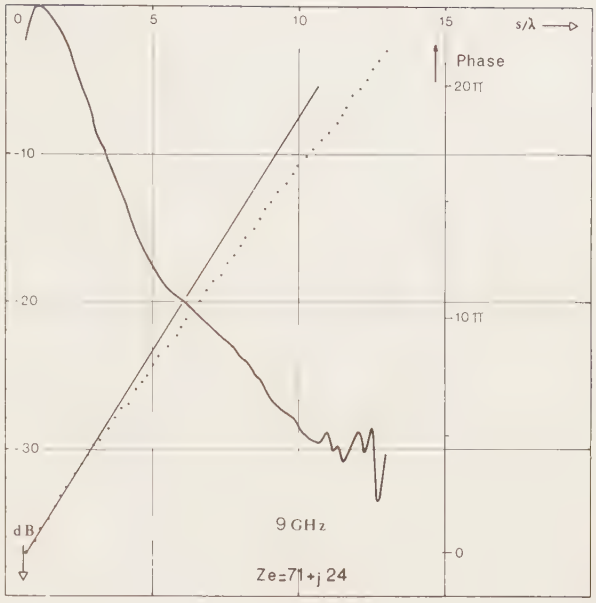

10
15
s/λ
-10
-30
dB
4 GHz
Ze=77+j2

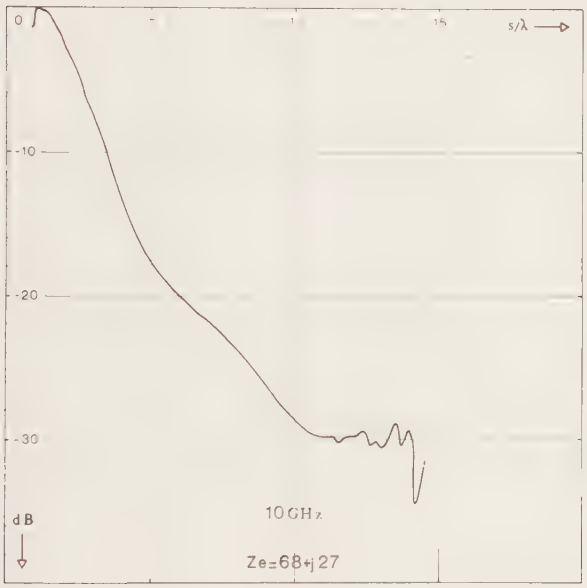

0
5
10
15
s/λ
Phase
-10π
-10
-20
0
-30
dB
5 GHz
Ze=76+j8


10
15
s/λ
-10
-30
dB
6 GHz
Ze=74+j13


0
5
10
15
s/λ
-10
-20
-30
dB
7 GHz
Ze=73+j17





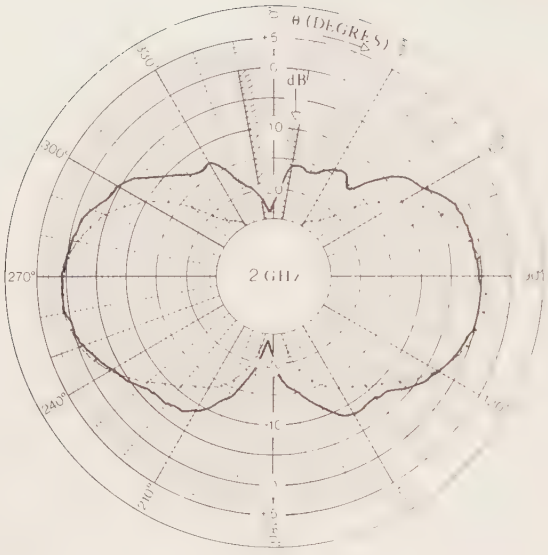


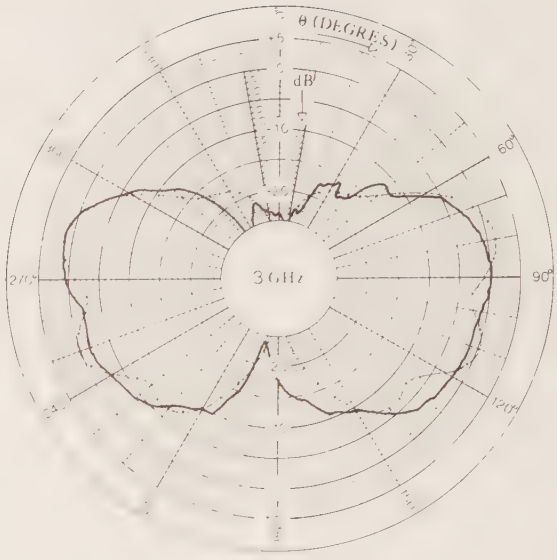
Amplitude (dB) et phase (radians) du courant théorique calculé en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) , le long des quatre brins "épais" d'une antenne conique équiangulaire, *non chargée*, correspondant à $\theta_o = 7°,5$, $\mu = 40°$, $\delta = 35°$, excitée en mode m=2, en fonction de la fréquence (GHz). (r_o=2cm L=41cm).

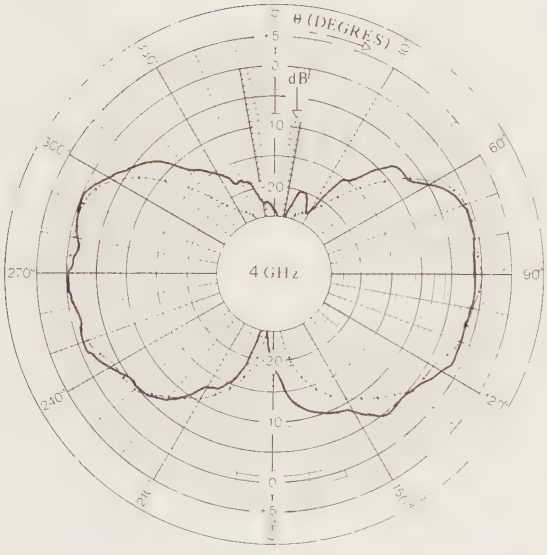
N.B. - On a indiqué la valeur de l'impédance d'entrée Z_e (ohms) calculée pour chaque fréquence.

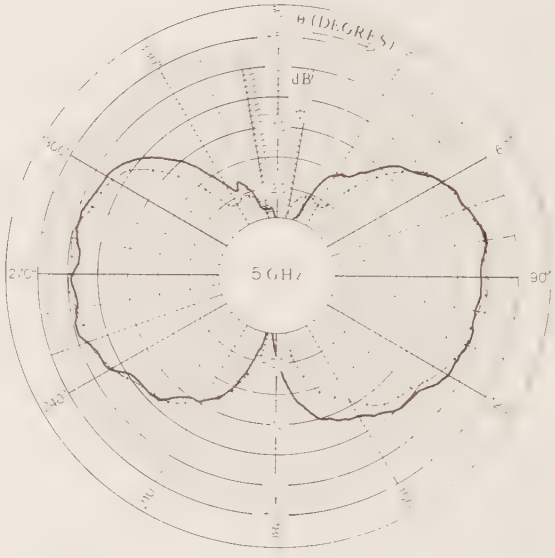
Figure 32

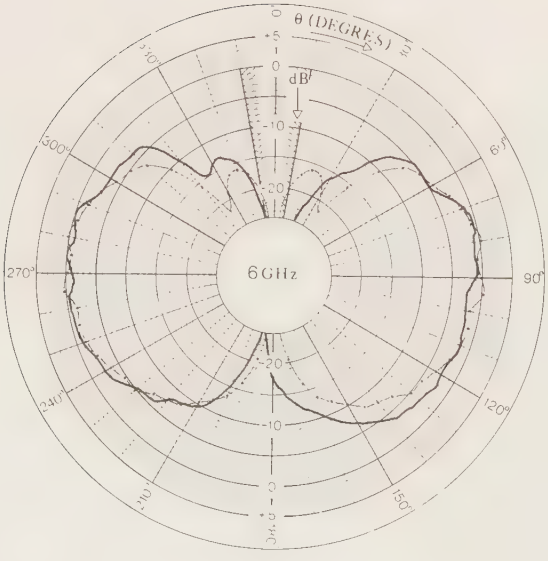
Composante Eθ

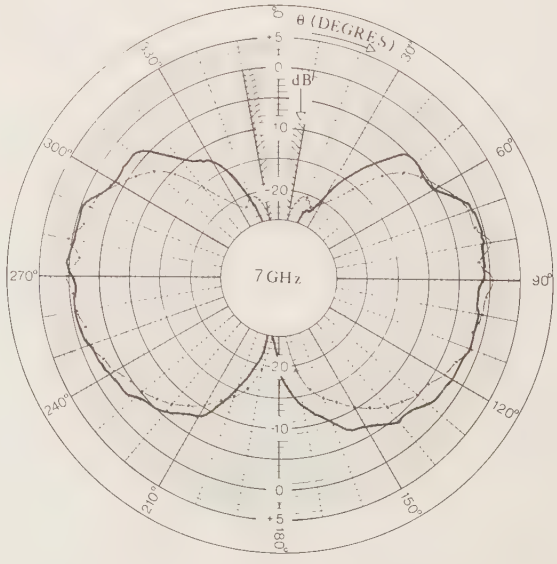


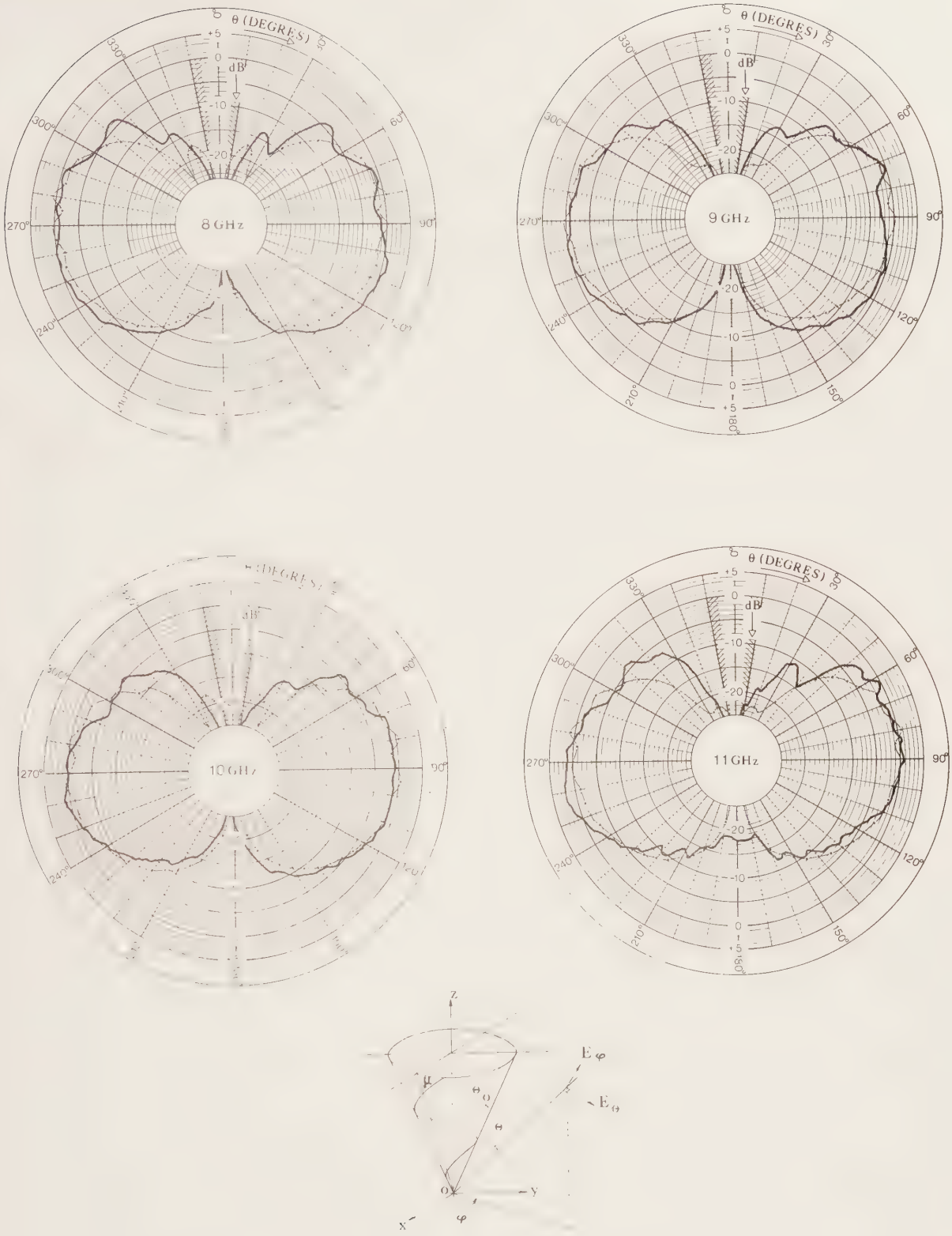










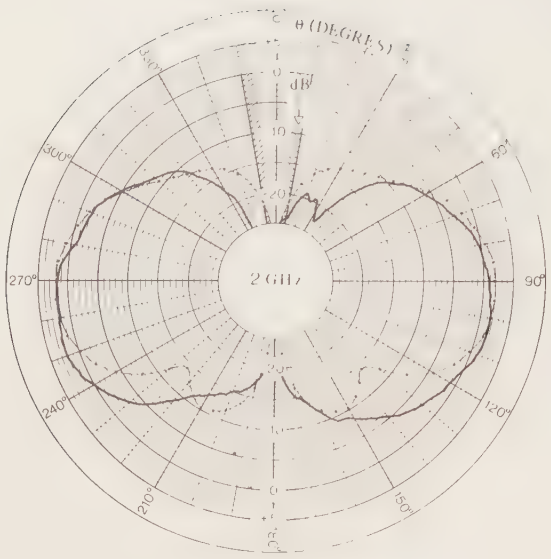


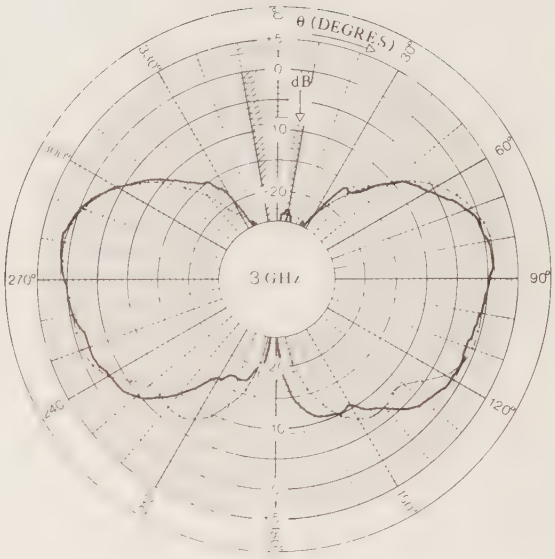
Directivité en site (dB) expérimentale (*trait fort*) et théorique (*trait fin*) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, non chargée, à quatre brins "épais", correspondant à $\theta_0 = 7°,5$, $\mu = 40°$, $\delta = 35°$, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence (GHz). $r_o = 2$ cm L = 41 cm

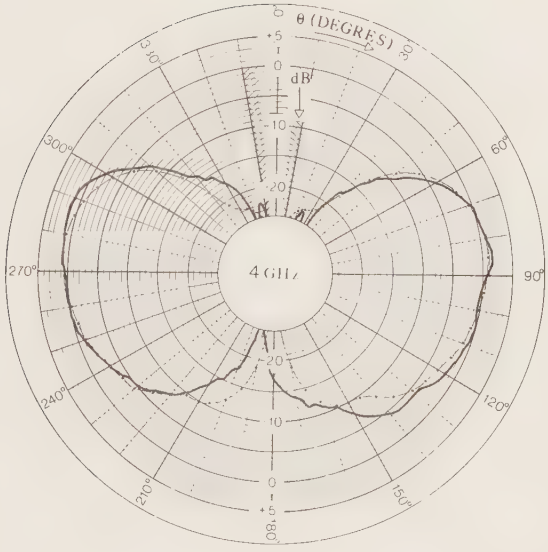
N.B. - La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

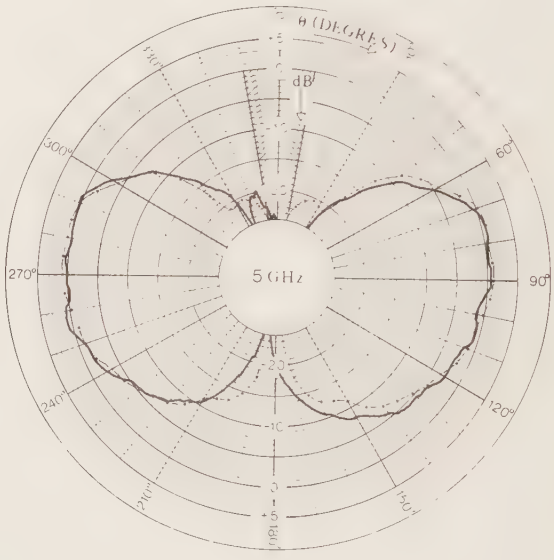
Figure 33

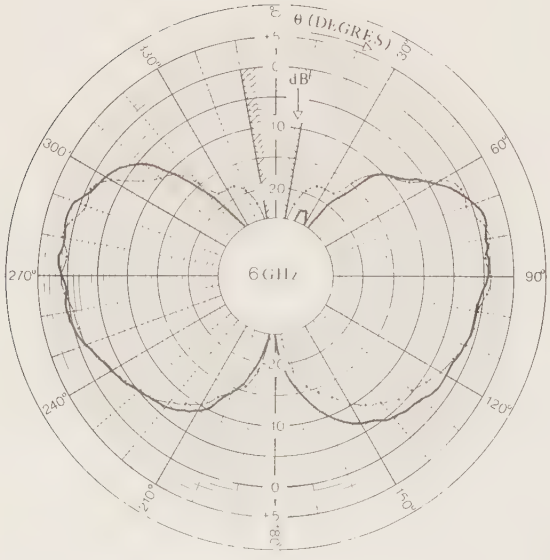
Composante $E\varphi$

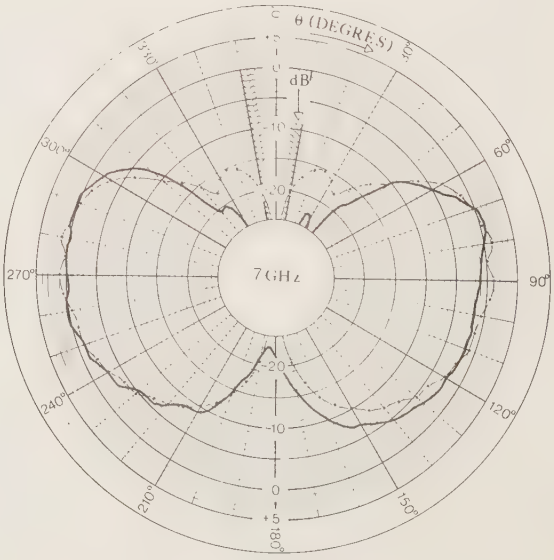


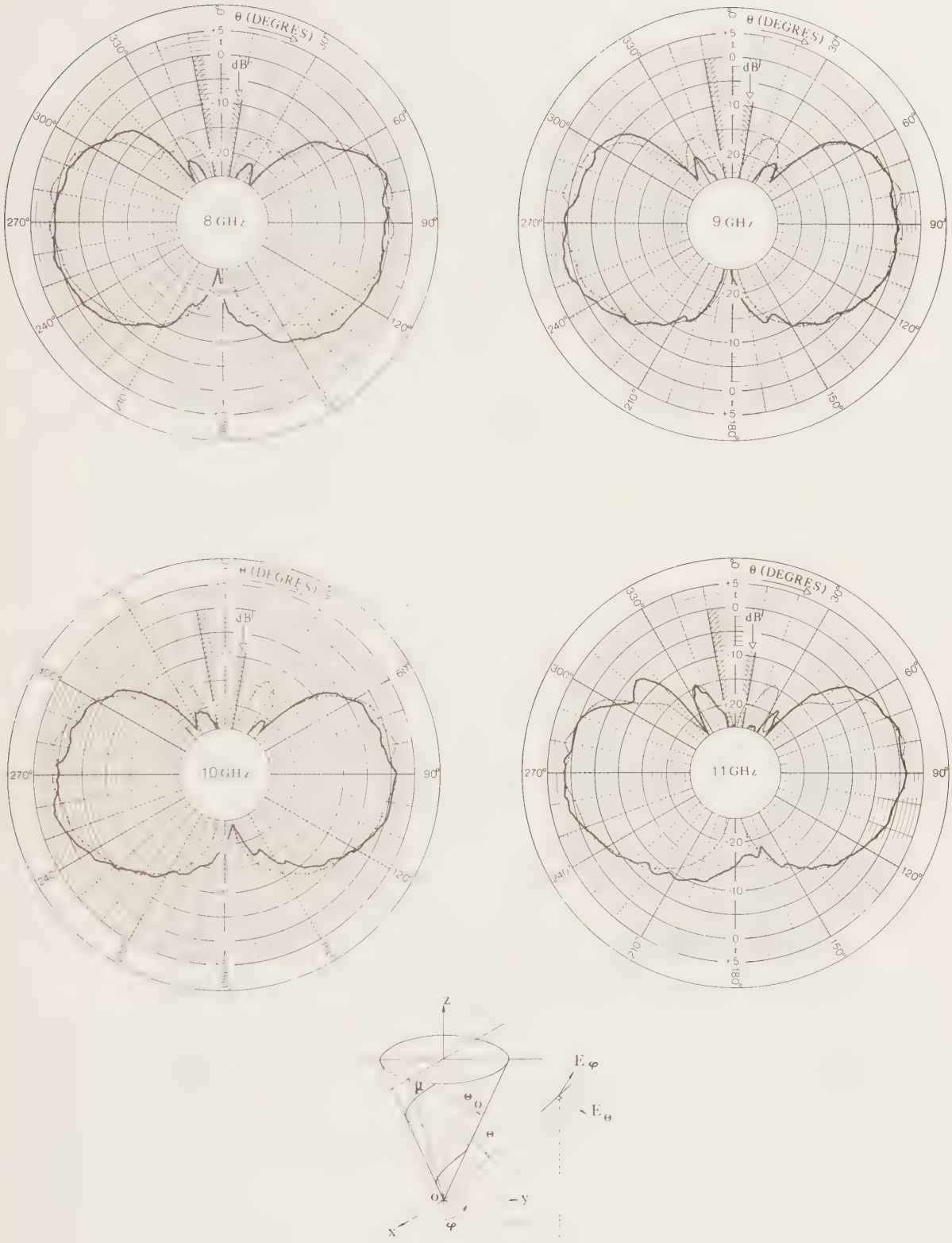










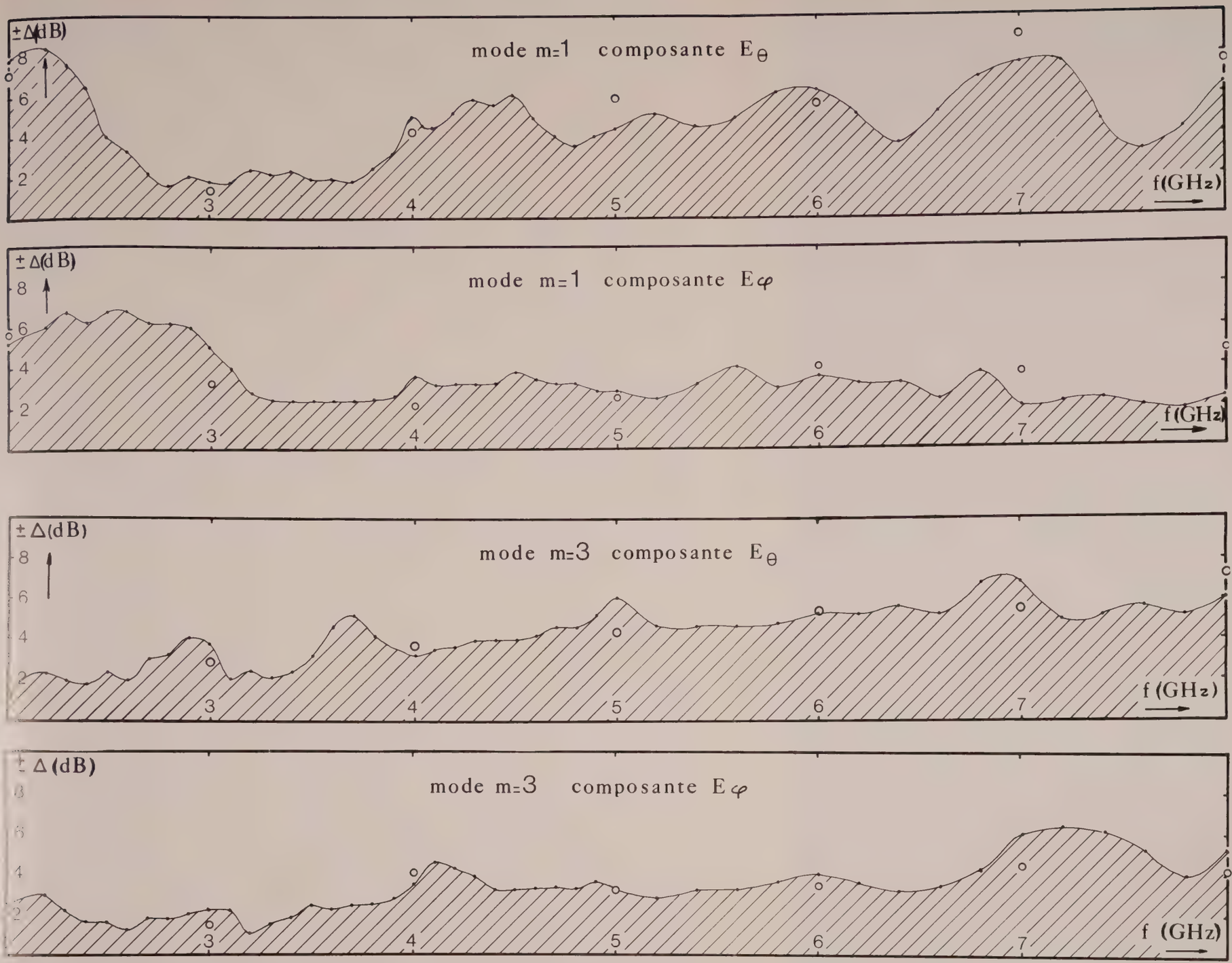


Directivité en site (dB) expérimentale (*trait fort*) et théorique (*trait fin*) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire, non chargée, à quatre brins "épais", correspondant à $\theta_0 = 7°,5$, $\mu = 40°$, $\delta = 35°$, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence (GHz). $r_o = 2$ cm L = 41 cm

N.B. - La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenn

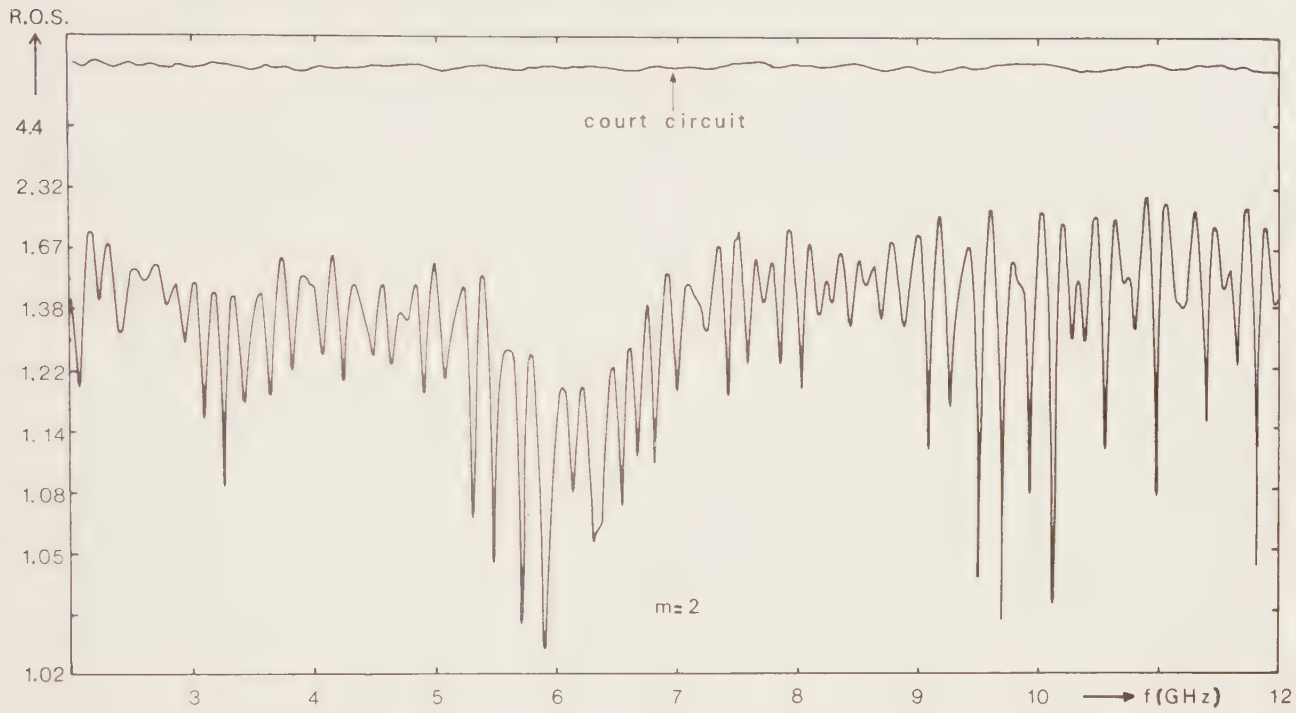
Figure 34

Antenne à quatre brins "épais"
θ_0 = 7,5 ° μ = 40 ° δ = 35 °



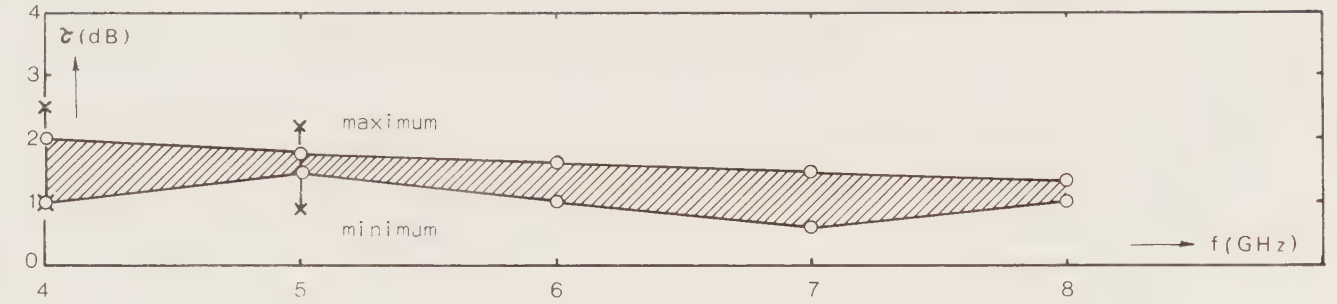
Variations maximales (±ΔdB) théoriques (o o o) et mesurées (⟶) de l'amplitude du champ rayonné omnidirectionnellement ($\theta=\pi/2$), par une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", *non chargée*, correspondant à $\theta_o=20°$, $\mu=45°$, $\delta=16°$, excitée respectivement en mode 1 et 3, en fonction de la fréquence (GHz). ($r_o=1,2$cm L=26cm)

Figure 14

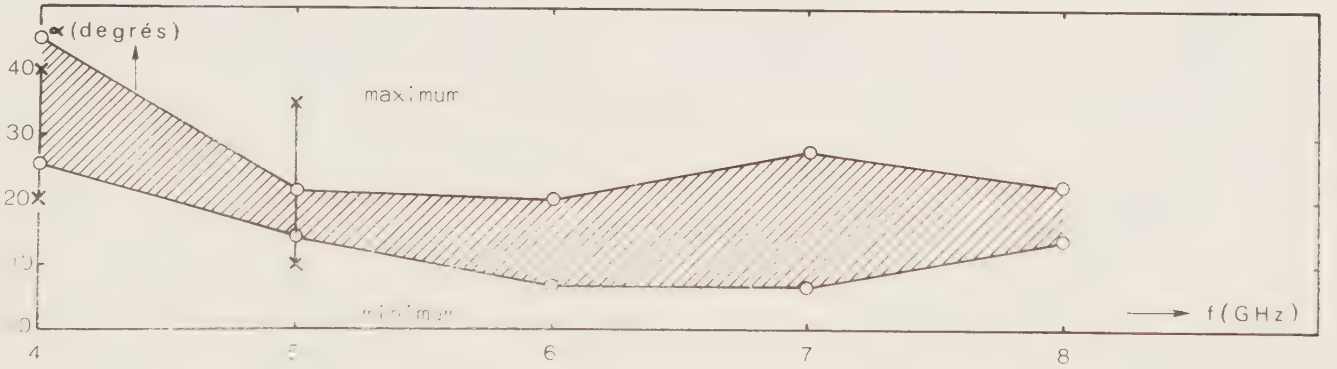


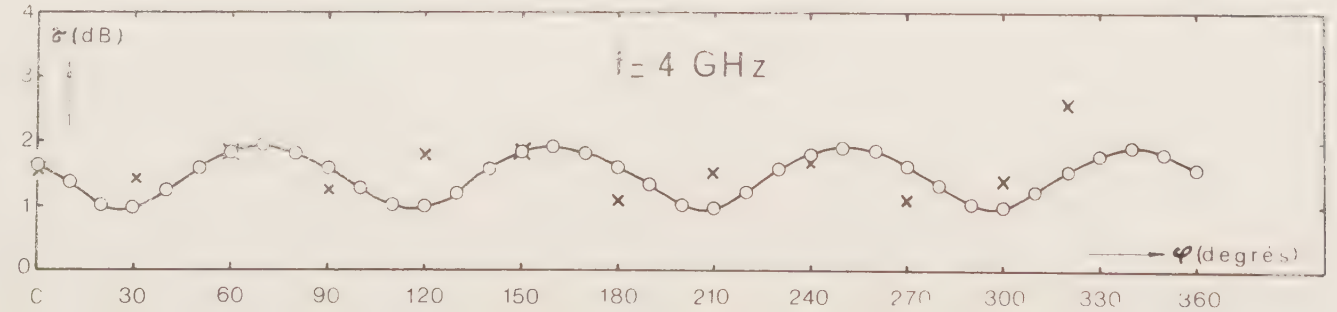
Adaptation (R.O.S.) de l'antenne omnidirectionnelle conique équiangulaire à quatre brins "épais" correspondant à $\theta_0 = 7°,5$ $\mu = 40°$ $\delta = 35°$, excitée en mode m = 2, en fonction de la fréquence (GHz).

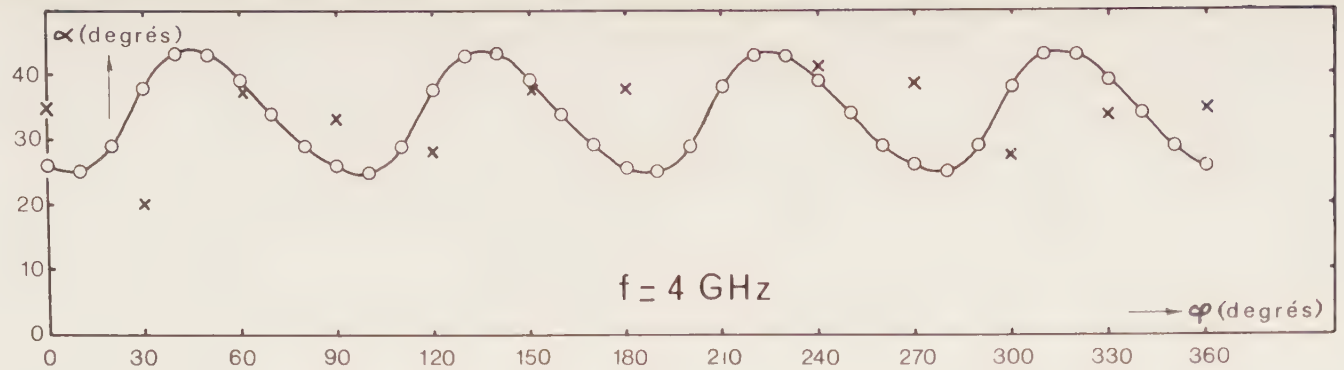
N.B. - L'alimentation se fait par un seul câble contenu dans un des brins.


τ (dB)
maximum
minimum
f (GHz)
4
3
2
1
0
4
5
6
7
8

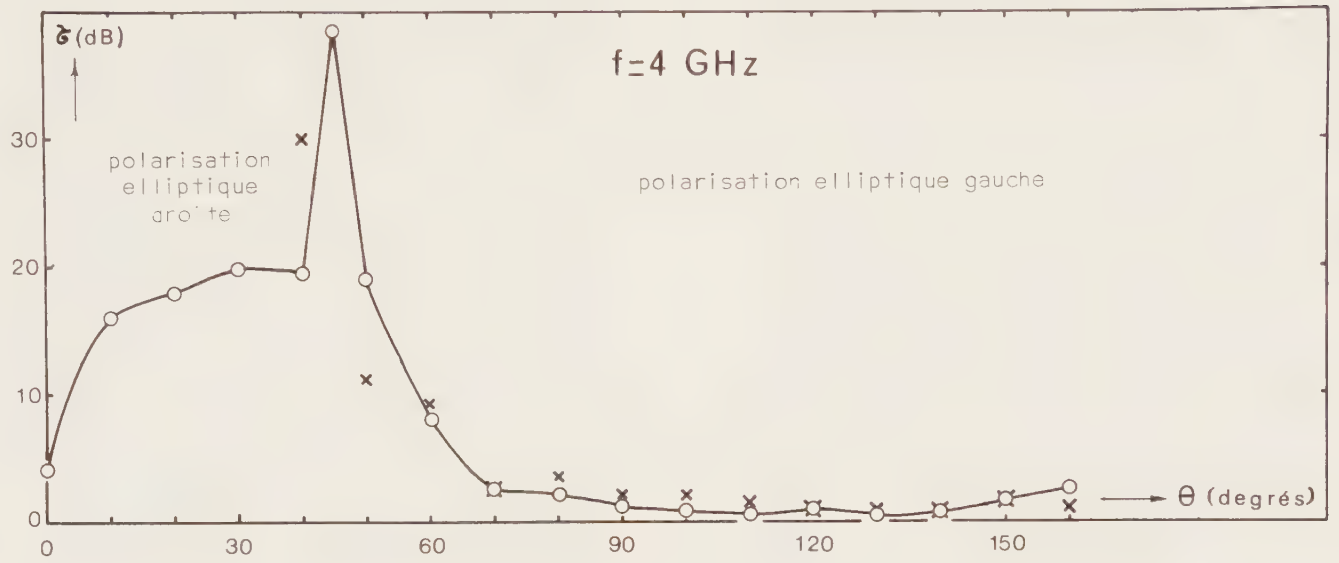
a)


α (degrés)
maximum
f (GHz)
40
30
20
4
6
7
8


τ (dB)
f = 4 GHz
φ (degrés)
4
2
1
0
C
30
60
90
120
150
180
210
240
270
300
330
360



d)



e)

Polarisation de l'onde émise par une antenne conique équiangulaire, non chargée, à quatre brins "épais", correspondant à $\theta_o = 7{,}5°$, $\mu = 40°$, $\delta = 35°$, excitée en mode m = 2. L'ellipse de polarisation est définie par son rapport d'ellipticité τ (dB) et l'inclinaison α (degrés) de son grand axe par rapport au plan horizontal.

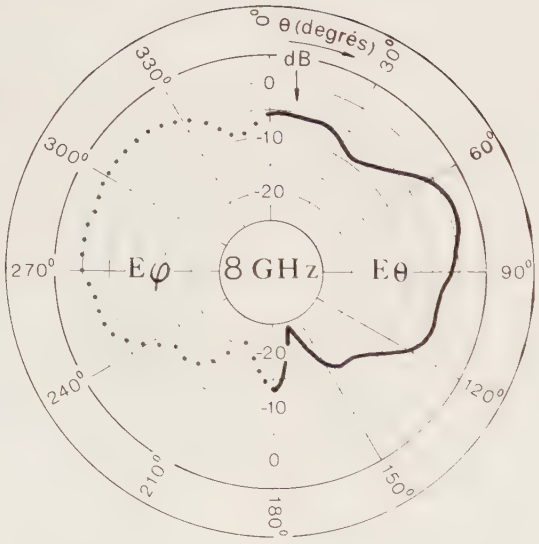
(a) et (b) : variations de τ et α (en fonction de l'angle d'azimut ϕ) pour différentes valeurs de la fréquence, dans le plan $\theta = \pi/2$.

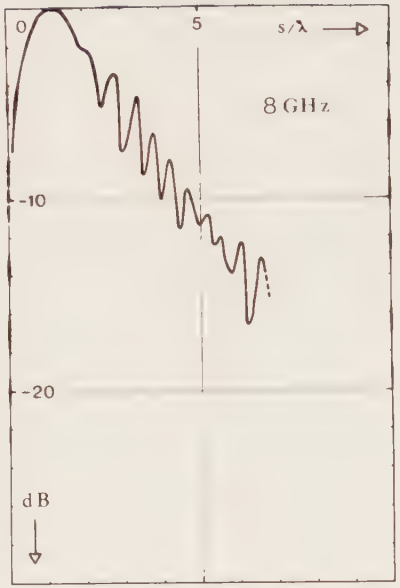
(c) et (d) : exemple de variations, à la fréquence de 4 GHz, de τ et de α en fonction de l'angle ϕ d'azimut.

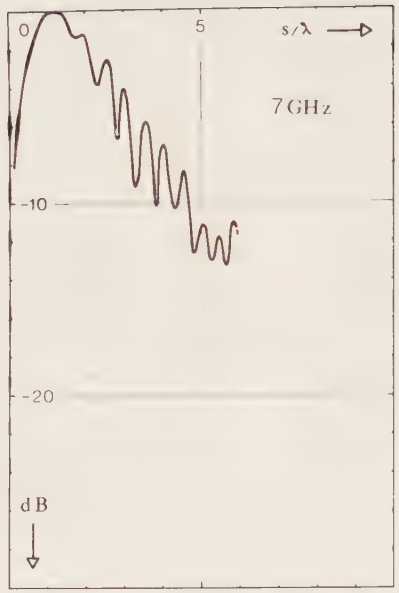
(e) : variations, à la fréquence de 4 GHz, de τ en fonction de l'angle de site θ dans un plan ϕ = constante.

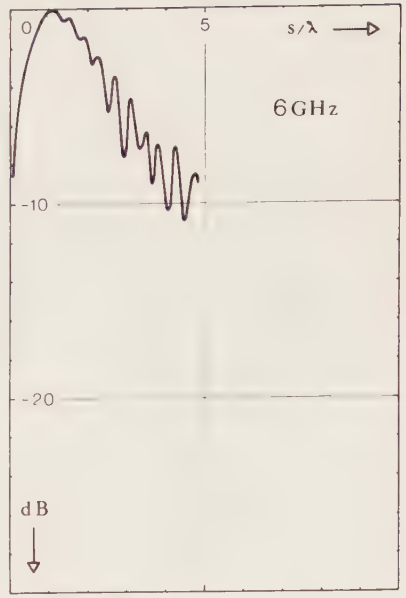
Figure 37

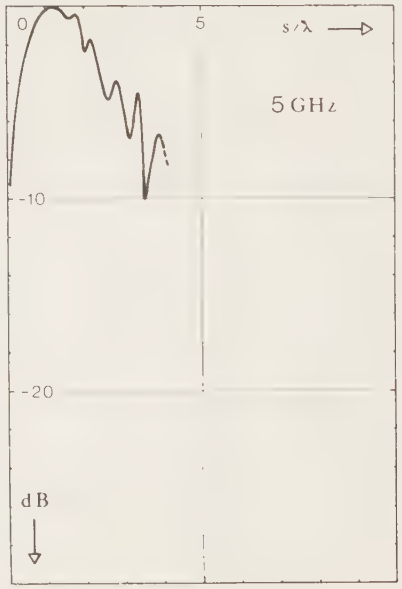
Antenne à quatre brins "épais"
θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °

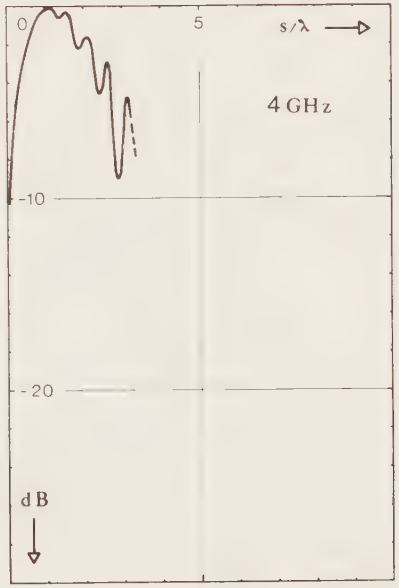












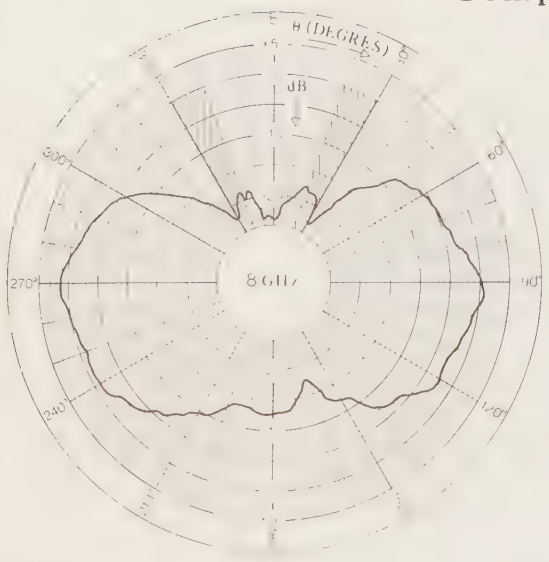
Amplitude théorique du courant (dB), calculé en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, excitée en mode m = 1, pour diverses valeurs de la fréquence (GHz).

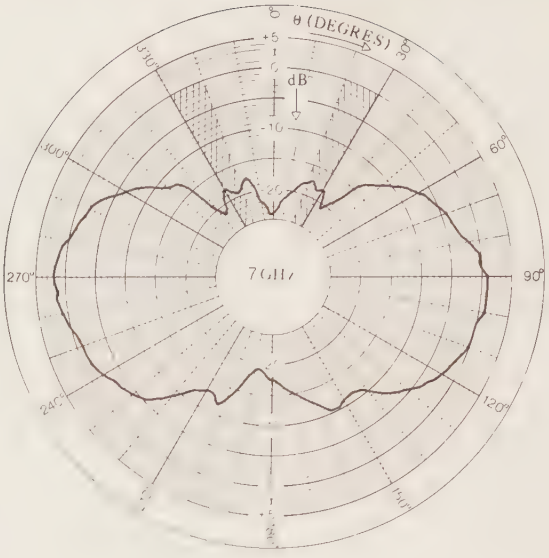
r_0 = 0,5 cm L = 24 cm

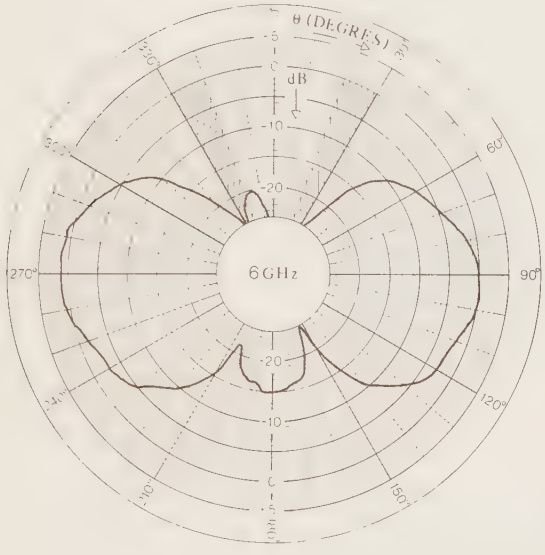
A la fréquence de 8 GHz, on présente un exemple de diagramme de rayonnement théorique pour les composantes E_θ (trait continu) et E_ϕ (trait pointillé) du champ rayonné dans un plan de site (ϕ = cte).

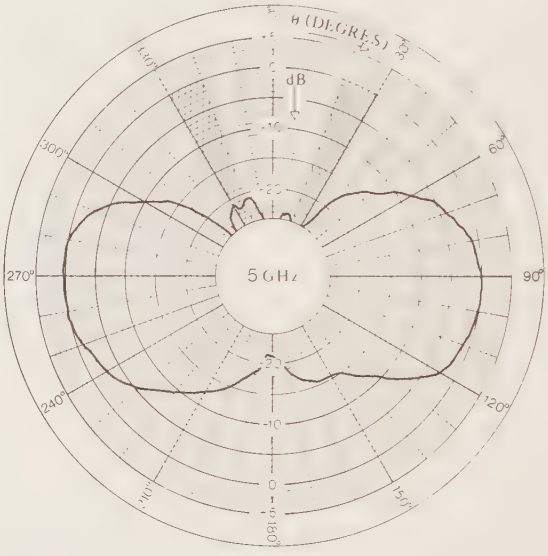
Figure 38

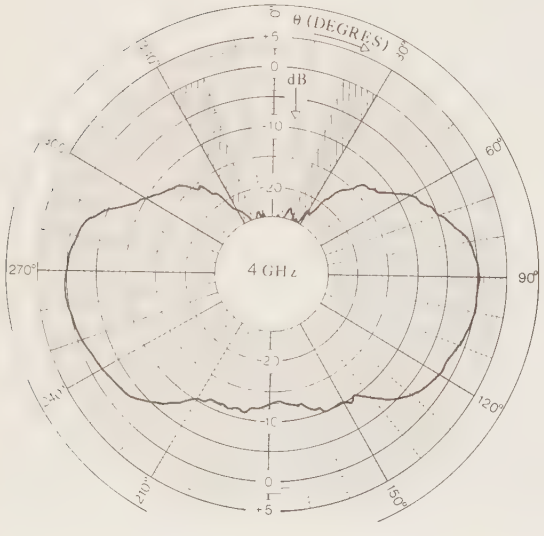
Composante Eϵ

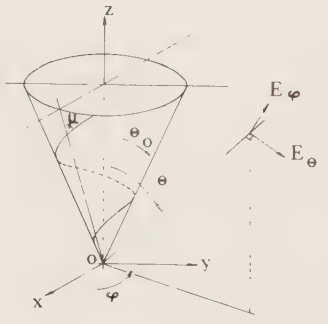












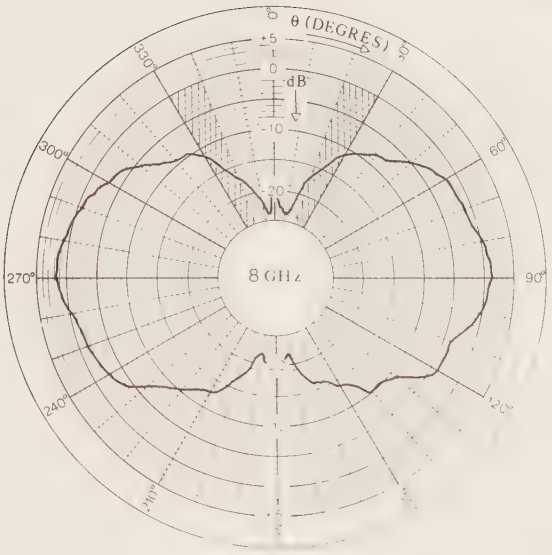
Mesure de la directivité en site (dB) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", *(avec coiffe absorbante)*, correspondant à $\theta_0 = 20$ °, $\mu = 45$ °, $\delta = 32$ °, excitée en mode m = 1 en fonction de la fréquence (GHz).

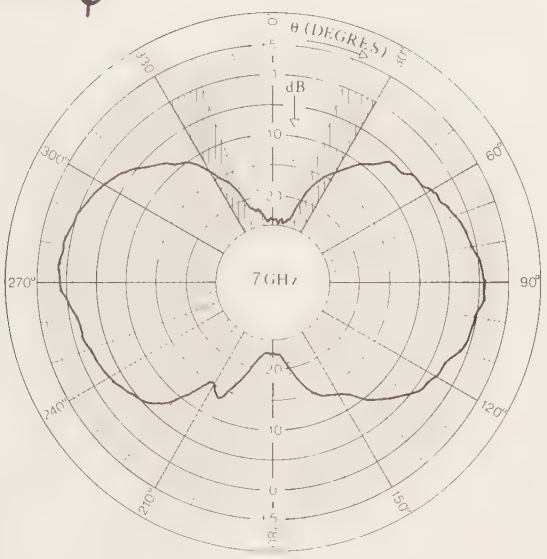
$r_o = 0{,}5$ cm L = 24 cm.

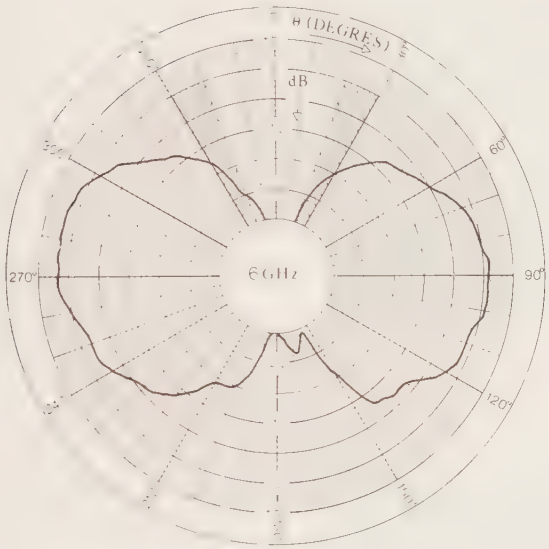
N.B. - La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

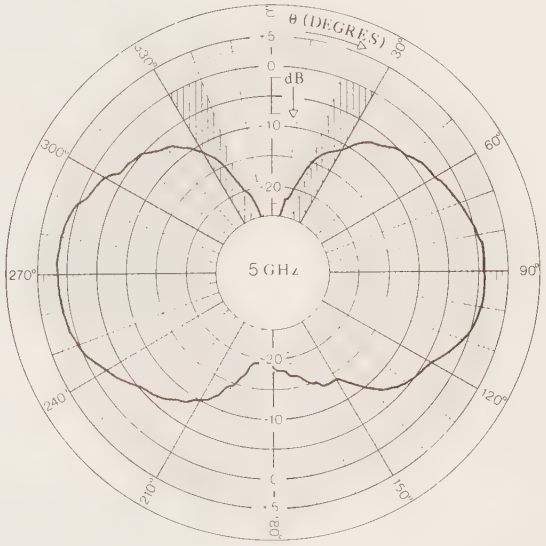
Figure 39

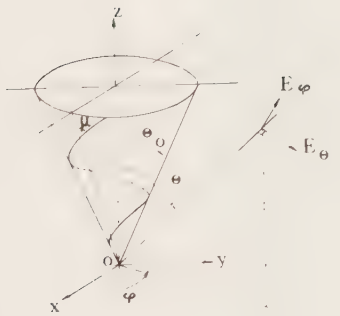
Composante $E\varphi$

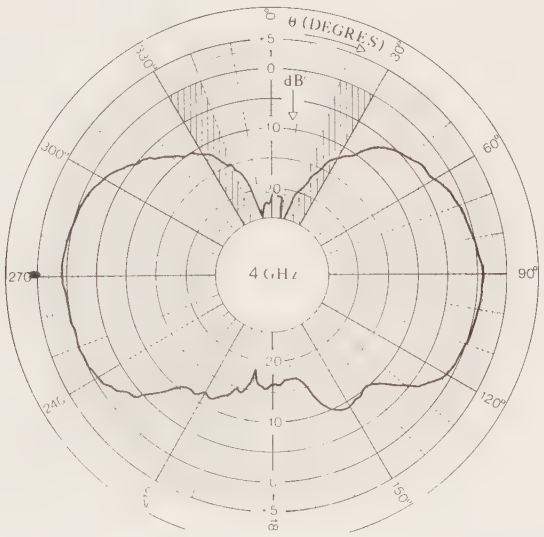










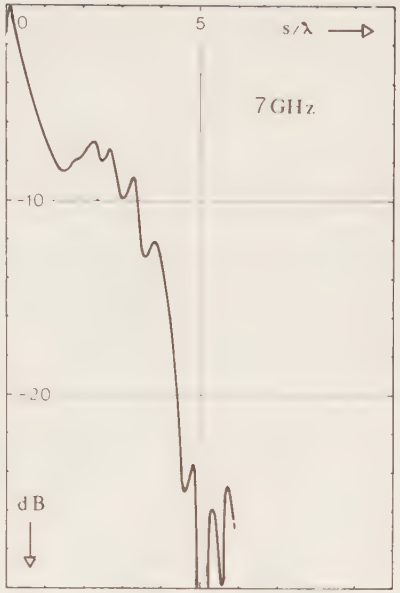


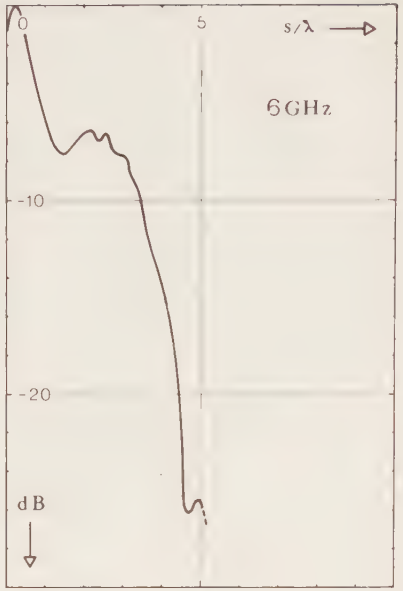
Mesure de la directivité en site (dB) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", *(avec coiffe absorbante)*, correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, excitée en mode m = 1 en fonction de la fréquence (GHz). r_o = 0,5 cm L = 24 cm.

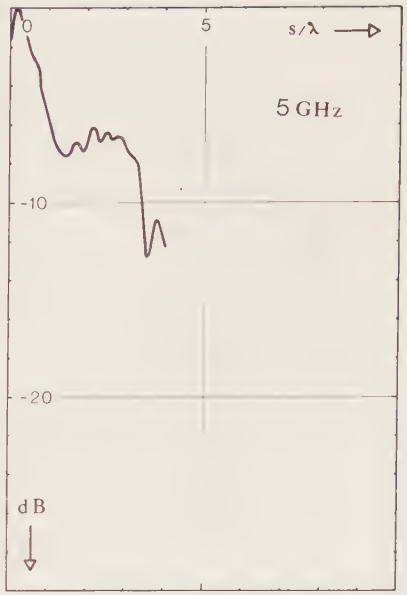
N.B. - La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

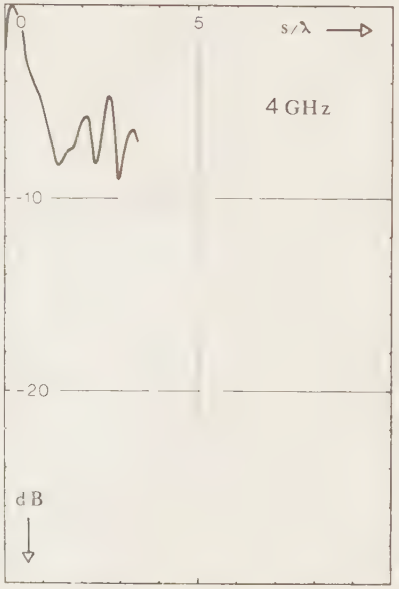
Figure 40

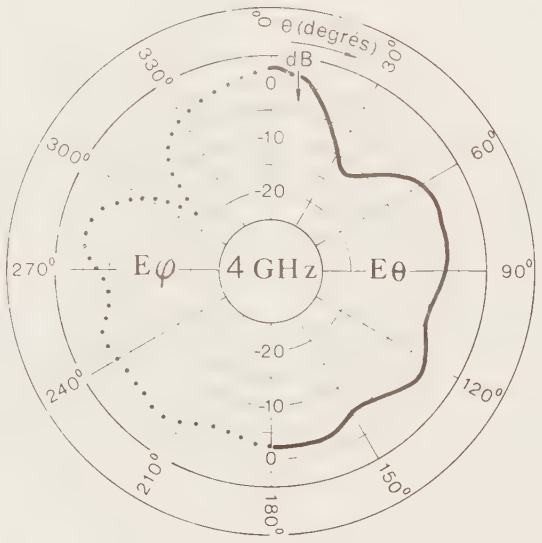
Antenne à quatre brins "écaille"
θ_0 = 20 °, u = 45 °, $\hat{\beta}$ = 32 °











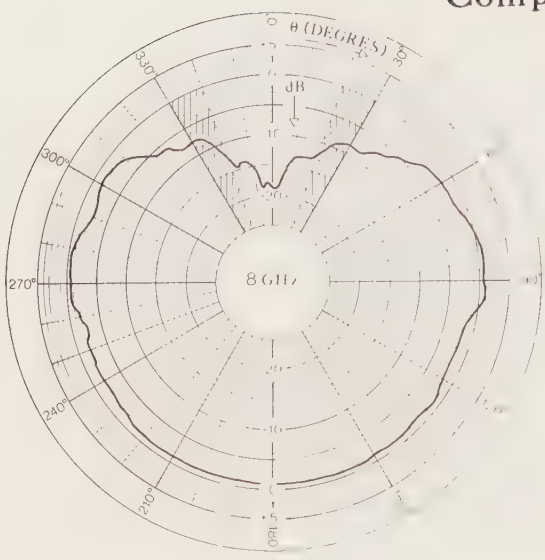
Amplitude théorique du courant (dB), calculé en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ), d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" correspondant à $\theta_0 = 20°$, $\mu = 45°$, $\delta = 32°$, excitée en mode m = 3, pour diverses valeurs de la fréquence (GHz).

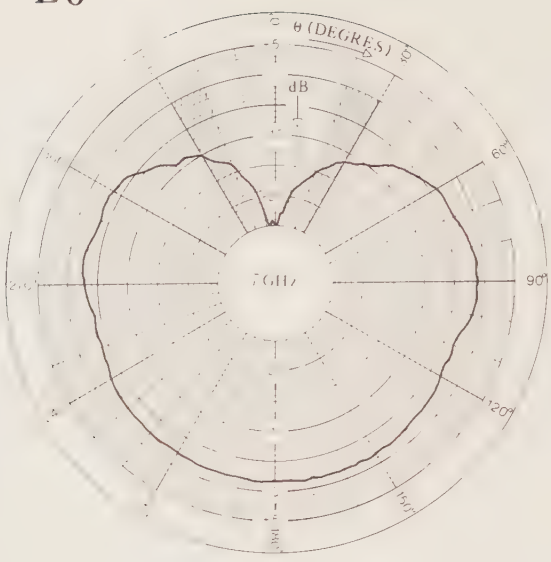
$r_o = 0{,}5$ cm L = 24 cm

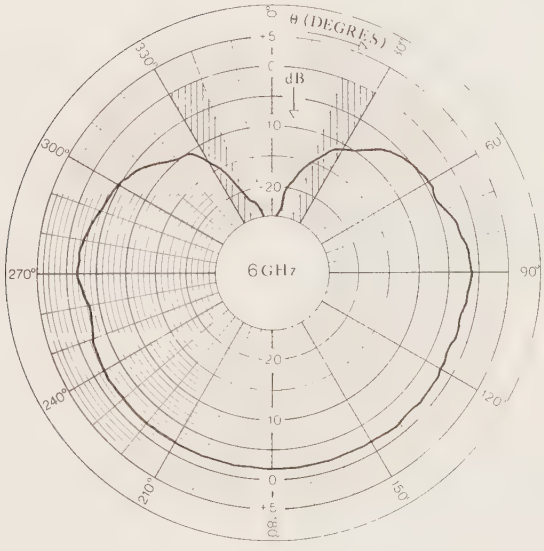
A la fréquence de quatre GHz, on présente un exemple de diagramme de rayonnement théorique pour les composantes E_θ (trait continu) et E_ϕ (trait pointillé) du champ rayonné dans un plan de site (ϕ = cte).

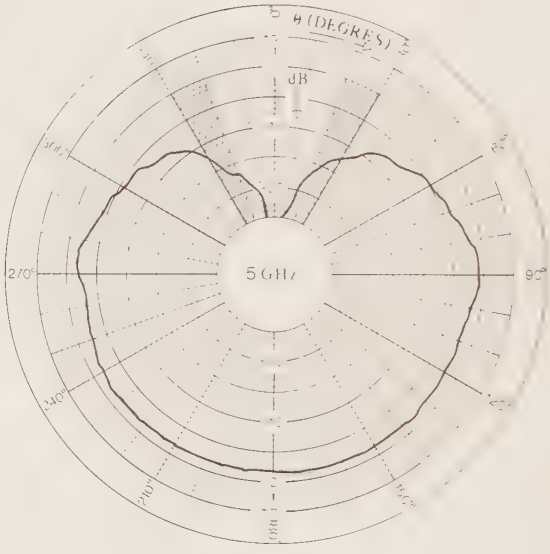
Figure 41

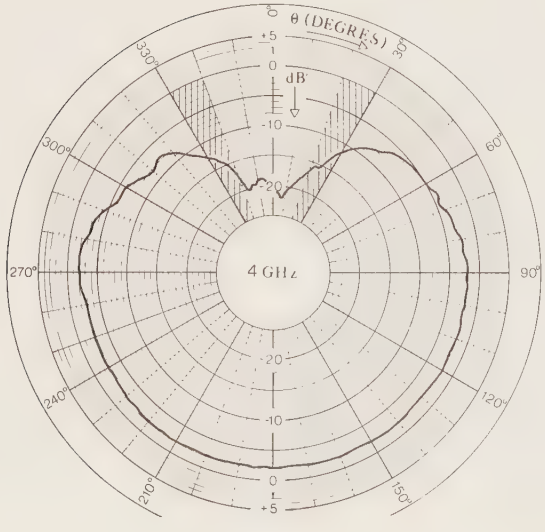
Composante Eθ

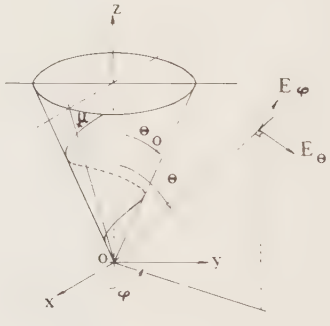










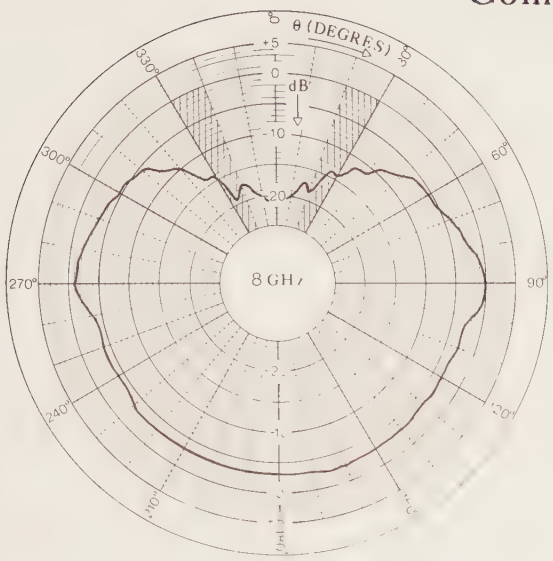


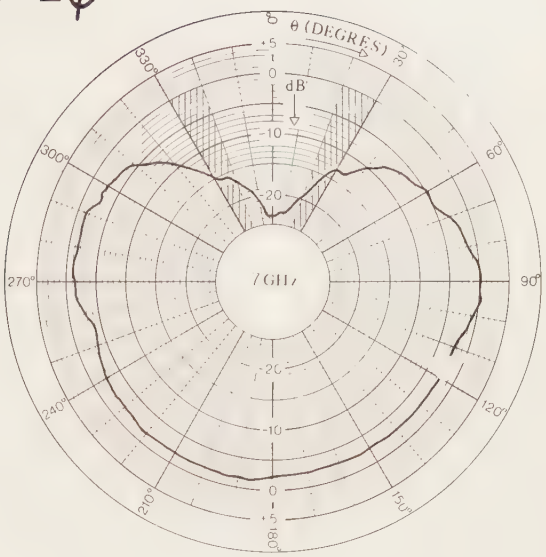
Mesure de la directivité en site (dB) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", (avec coiffe absorbante), correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, excitée en mode m = 3 en fonction de la fréquence (GHz). r_o = 0,5 cm L = 24 cm.

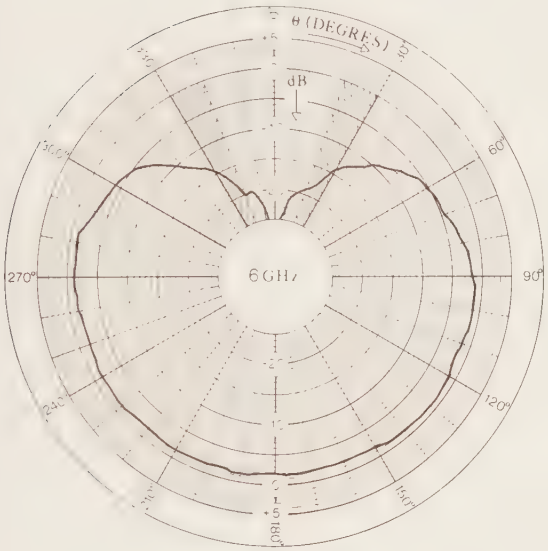
N.B. - La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

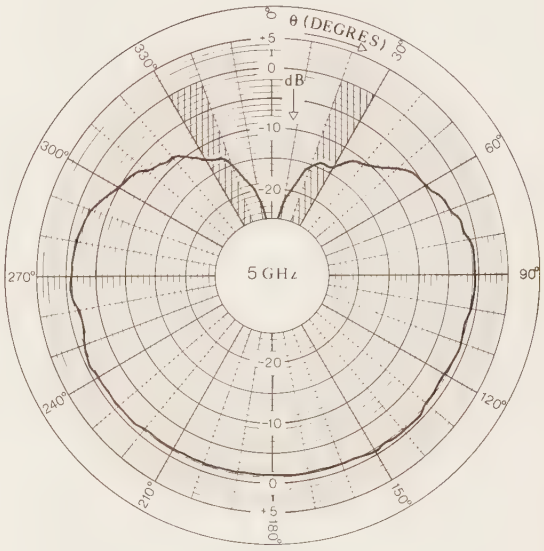
Figure 42

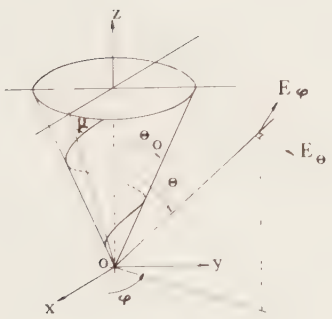
Composante $E\varphi$

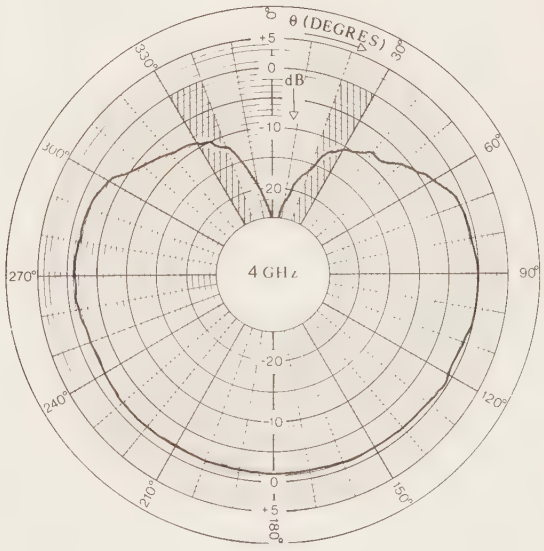








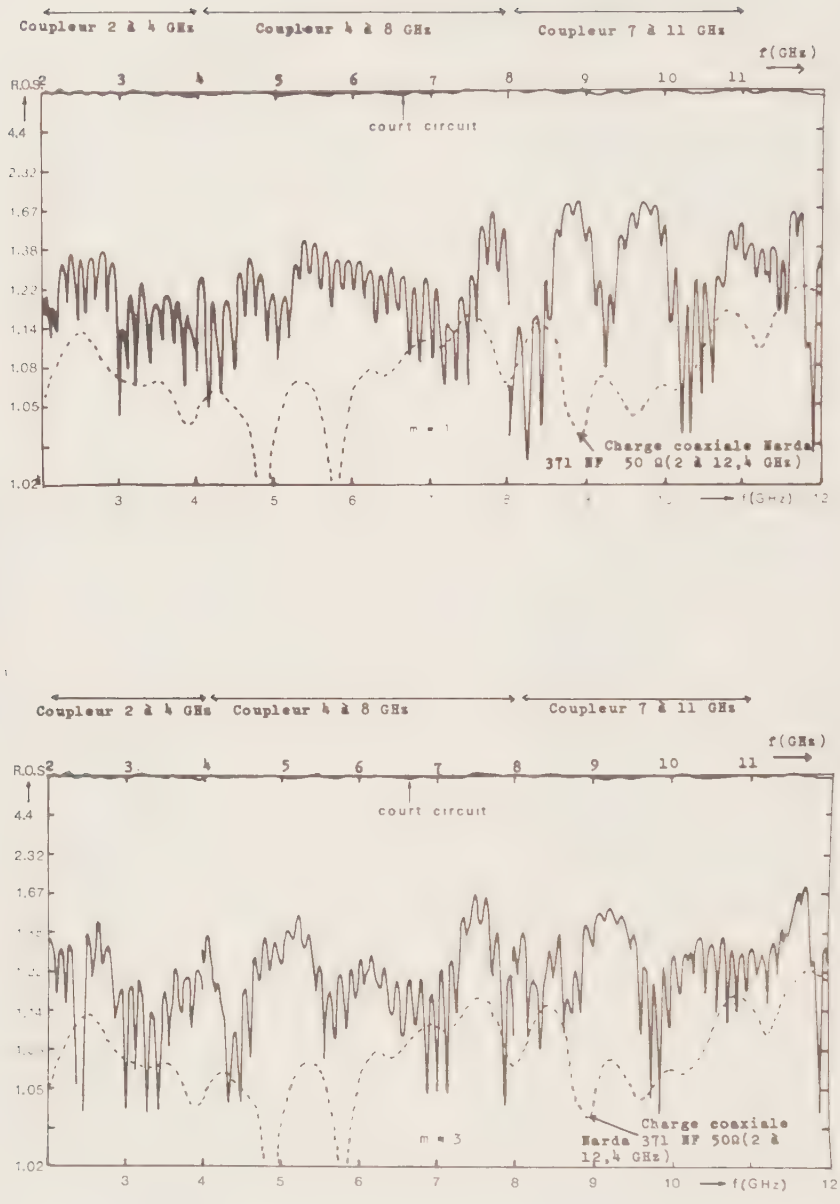




Mesure de la directivité en site (dB) par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais", *(avec coiffe absorbante)*, correspondant à θ_0 = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, excitée en mode m = 3 en fonction de la fréquence (GHz). r_o = 0,5 cm L = 24 cm.

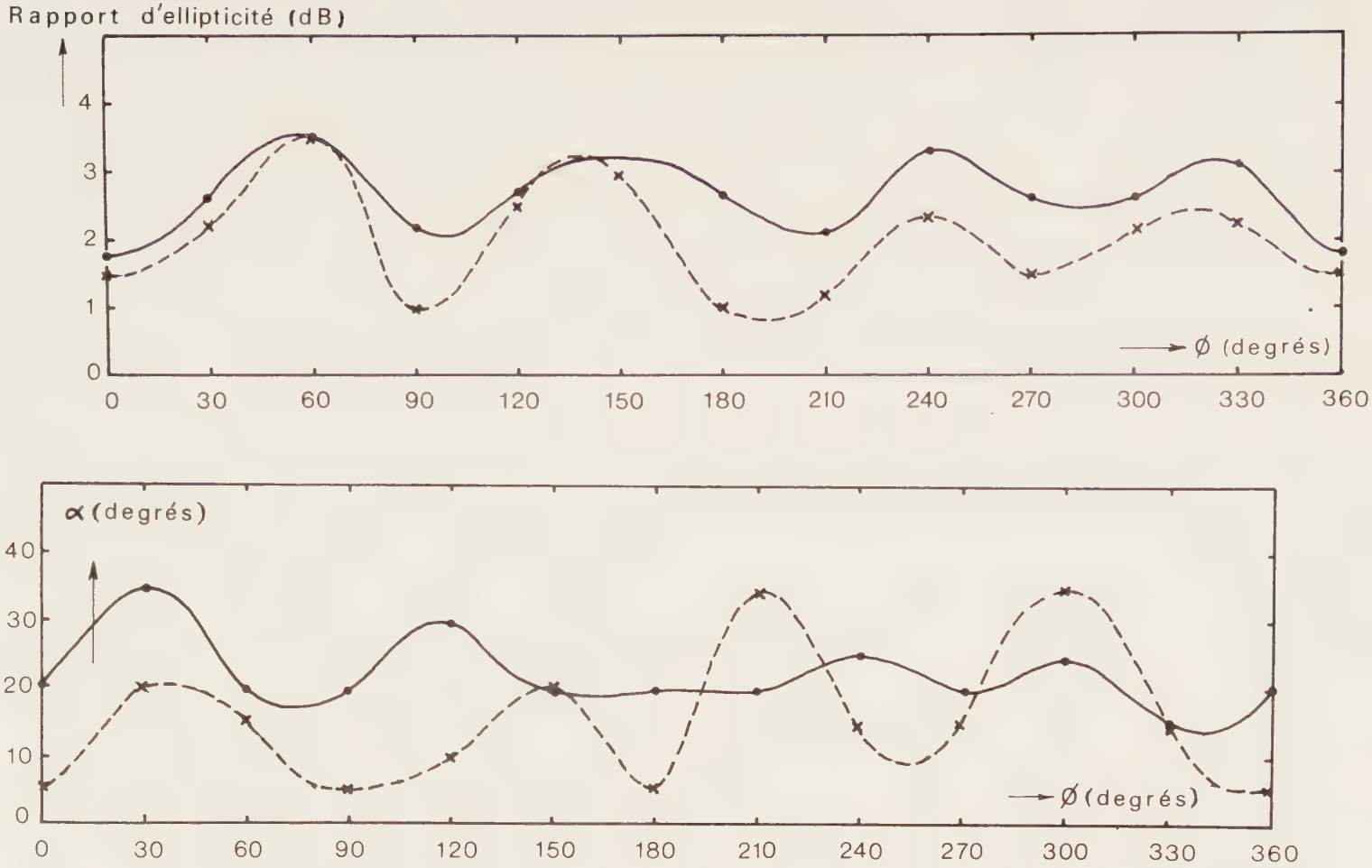
N.B. - La partie hachurée indique la zone cachée de l'antenne.

Figure 43



Adaptation (R.O.S.) de l'antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" correspondant à $\theta_0 = 20°$, $\mu = 45°$, $\delta = 32°$ associée à son système d'alimentation pour les modes d'excitation m = 1 et m = 3, en fonction de la fréquence.

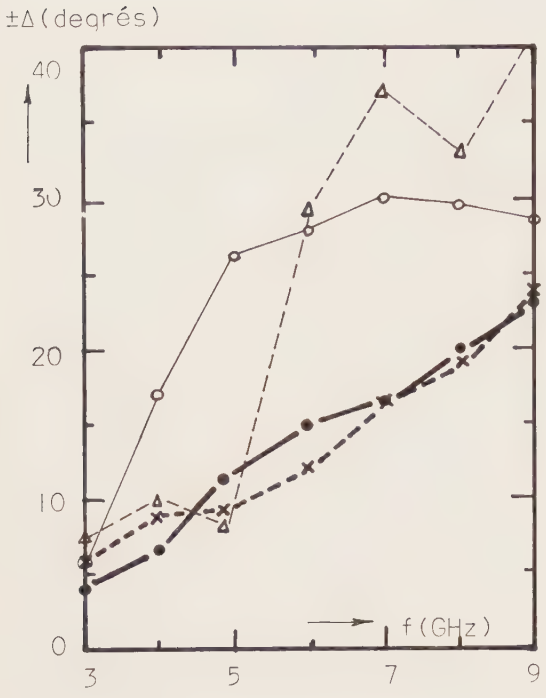
Figure 44



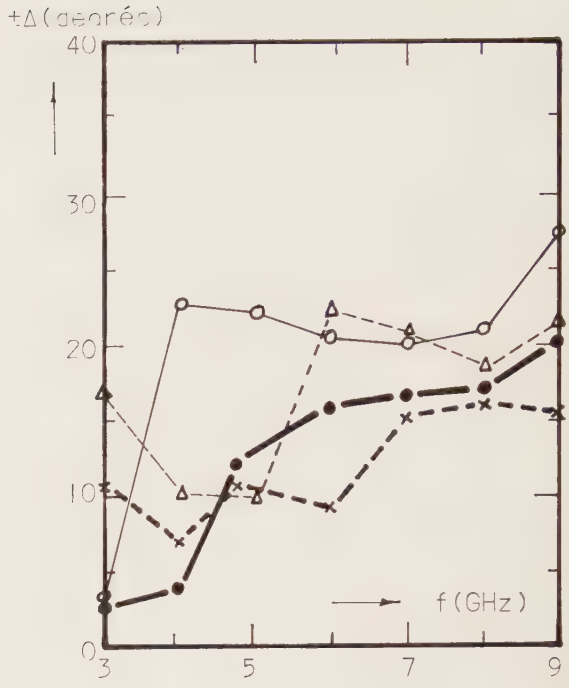
Mesures, à la fréquence de 7 GHz, de l'ellipse de polarisation, en fonction de l'angle ϕ d'azimut, relatives au rayonnement omnidirectionnel ($\theta = \pi/2$) suivant les modes d'excitation m = 1 et m = 3, d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" (avec coiffe absorbante) correspondant à θ_0 20 °, μ = 45 °, δ = 32 ° r_o = 0,5 cm L = 24 cm

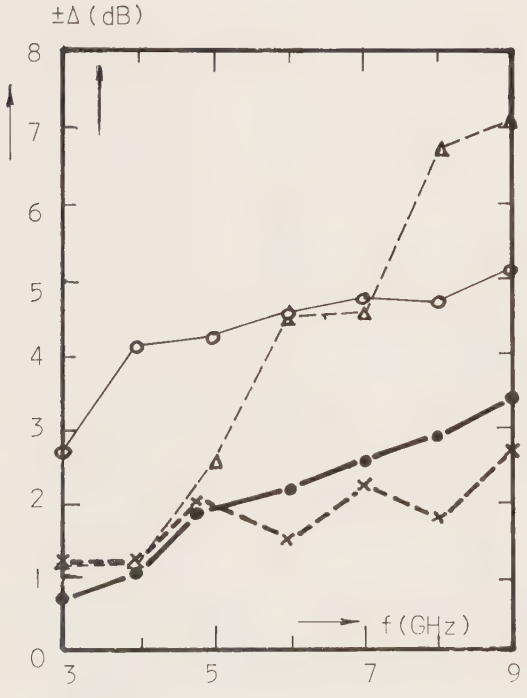
Figure 45

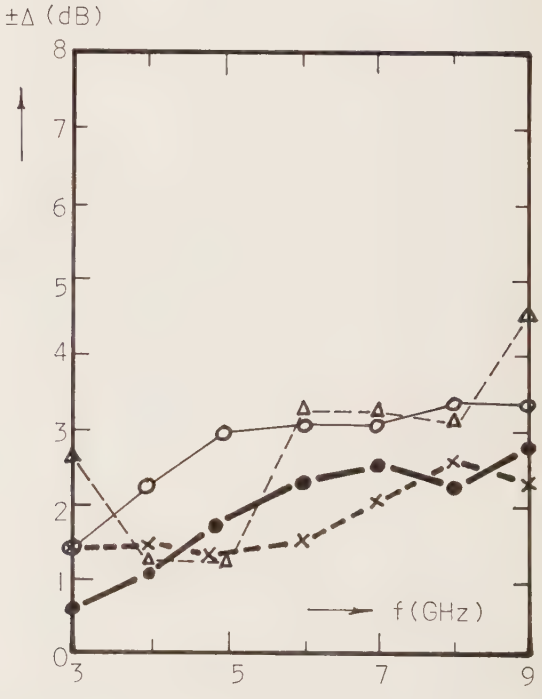
Composante $E\theta$



Composante $E\varphi$

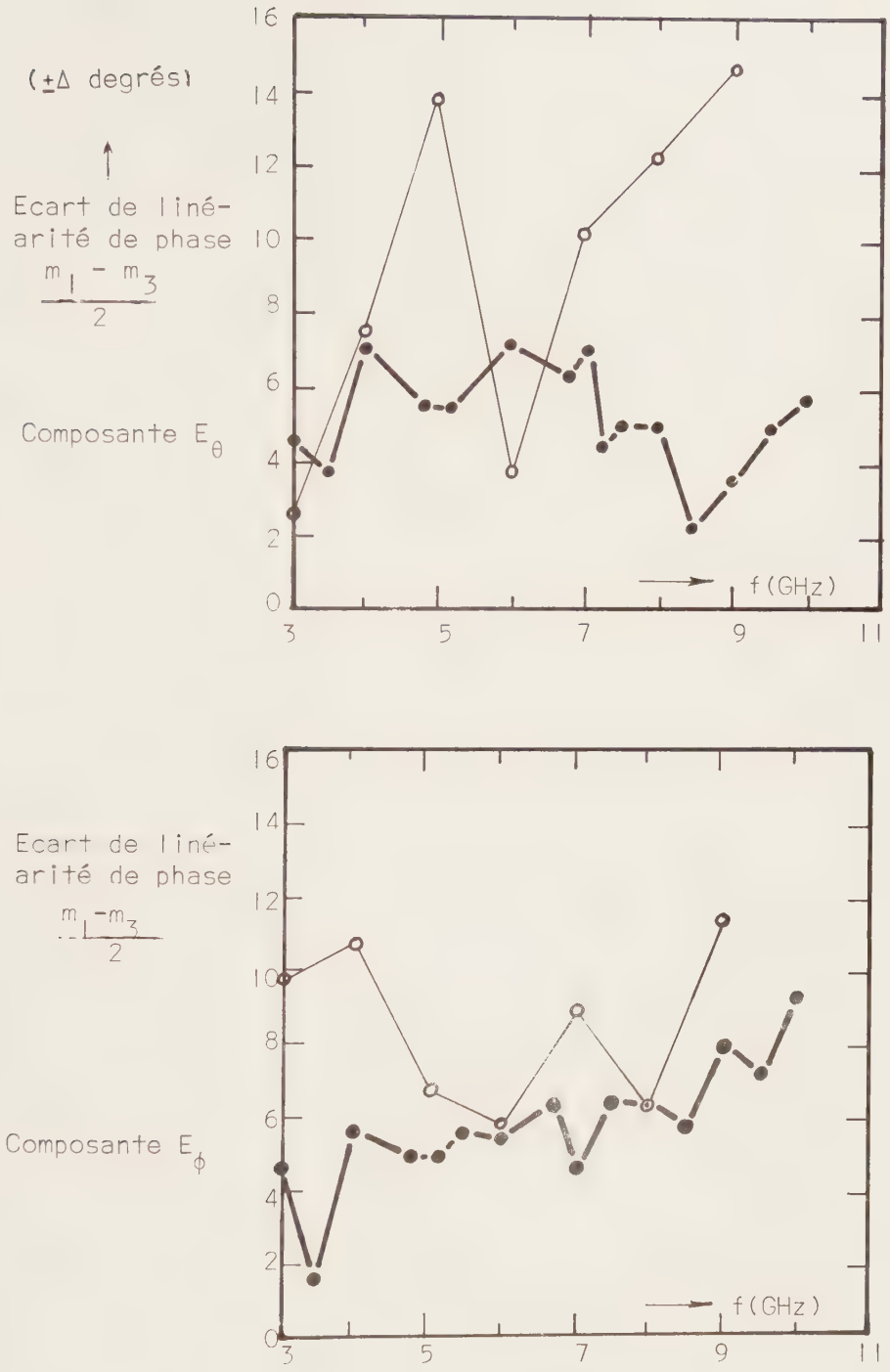






Δ----Δ théorique
×----× expérimentale
} m = 1

o——o théorique
•——• expérimentale
} m = 3



Etude en fonction de la fréquence (GHz) du rayonnement omnidirectionnel ($\theta = \frac{\pi}{2}$) d'une antenne conique équiangulaire à quatre brins "épais" correspondant à θ_o = 20 °, μ = 45 °, δ = 32 °, r_o = 0,5 cm , L = 24 cm, alimentée respectivement en mode m = 1, m = 3 et la combinaison de mode $\frac{m_1 - m_3}{2}$.

Les mesures correspondent à une antenne recouverte de sa coiffe absorbante.

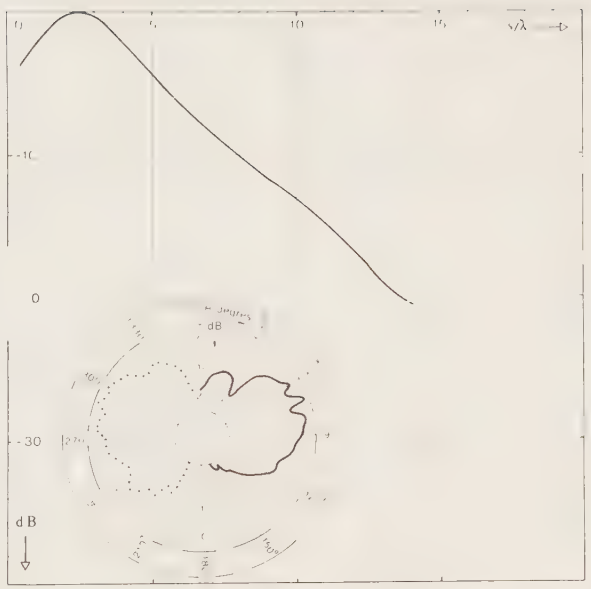
FIGURE 46

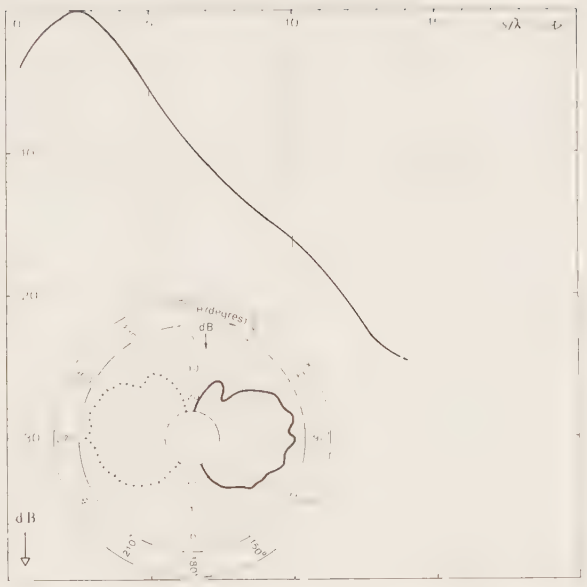
$\mu = 40$

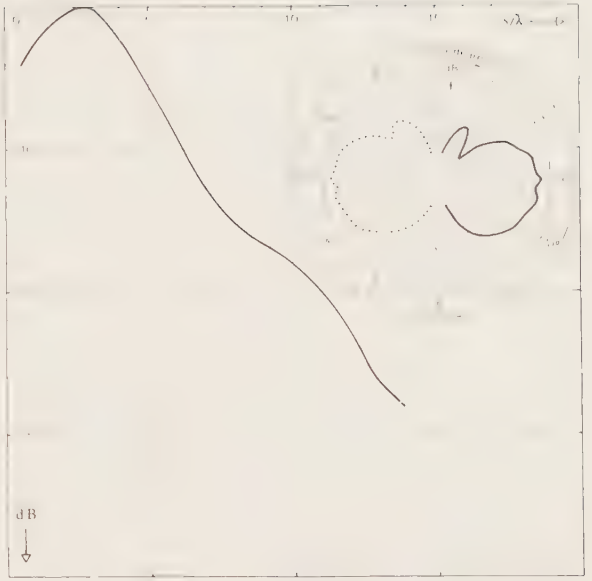
$\mu = 45$

$\mu = 50$

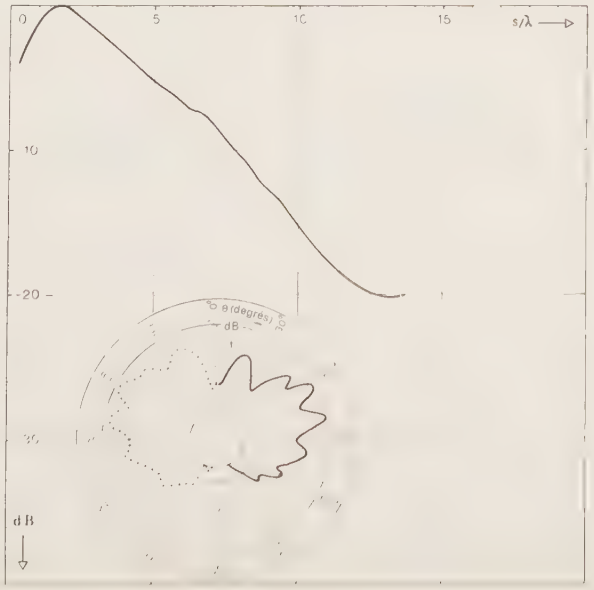
$\theta_0 = 7{,}5°$

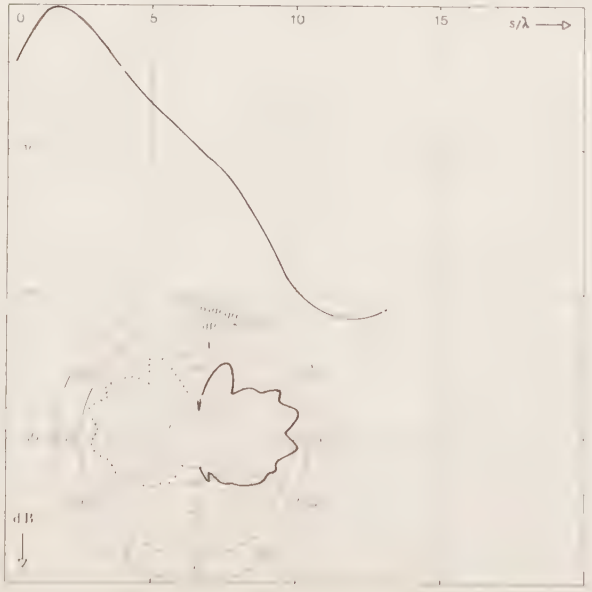


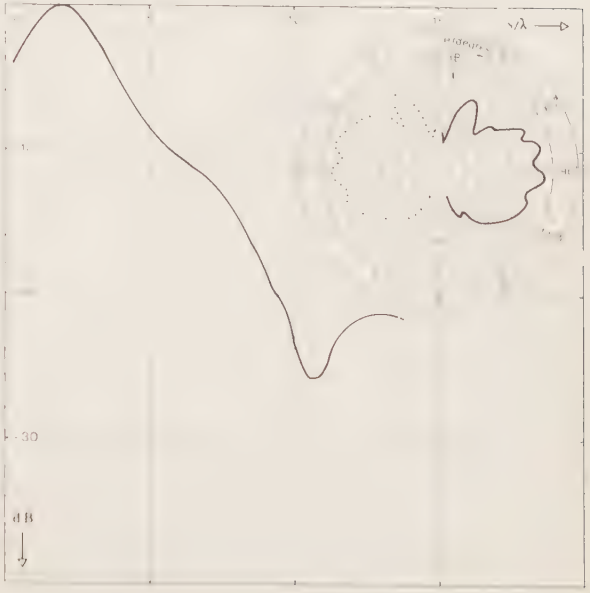




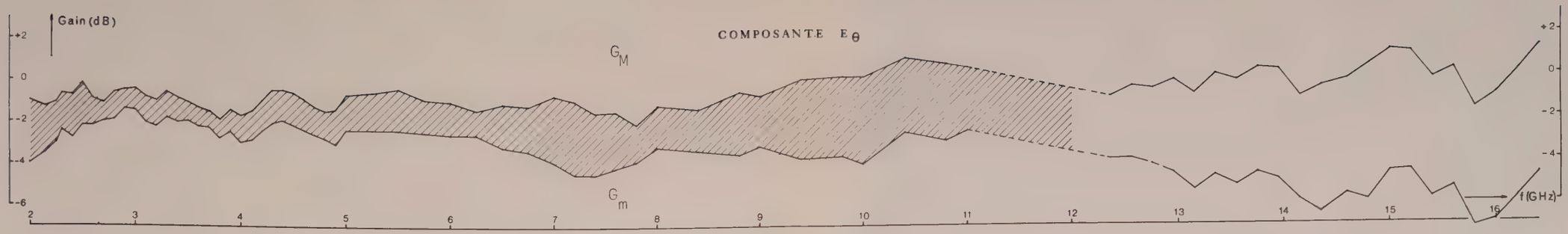
$\theta_0 = 11°$



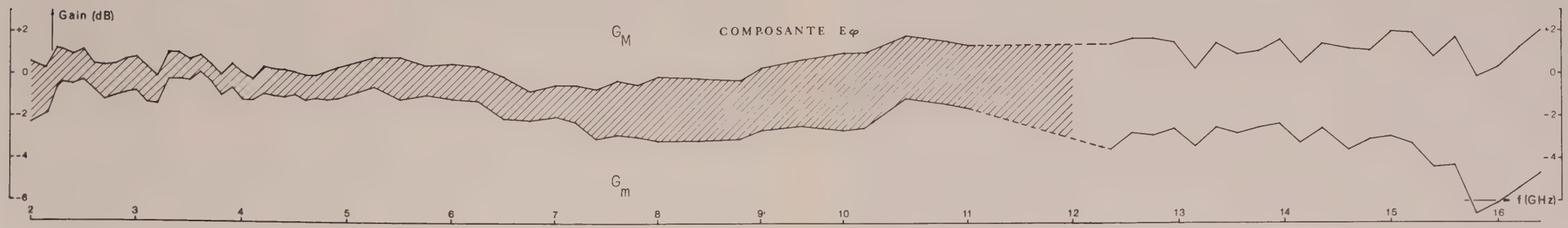




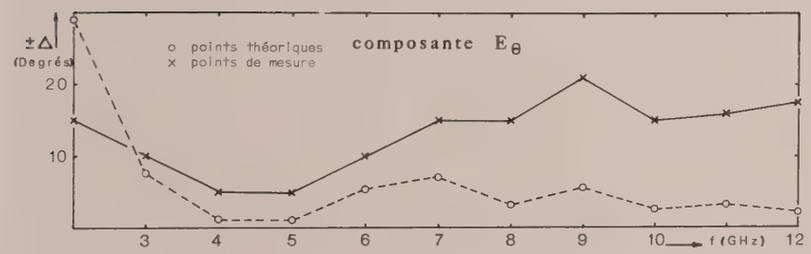
a

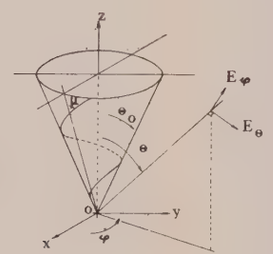


b

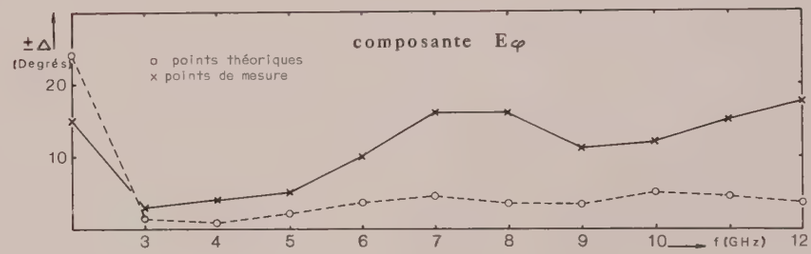


c





c



Rayonnement omnidirectionnel ($\theta = \pi/2$) d'une antenne conique équiangulaire chargée à quatre brins "épais", excitée en mode m = 2 et correspondant à θ_0 = 7,5 °, μ = 40 °, δ = 35 °, r_0 = 2 cm, L = 41 cm.

-Les figures (a) et (b) montrent les variations maximales du gain (dB), entre G_M et G_m, mesuré par rapport à une source isotrope polarisée linéairement, en fonction de la fréquence, pour les deux composantes E_θ et E_ϕ.

-La figure (c) montre, pour ces deux mêmes composantes, les variations maximales de la phase (±Δ degrés), théorique (o-o-o) et expérimentale (x-x-x) en fonction de la fréquence.

Figure 35

θ \ μ	40°	45°	50°
7,5 °		$\pm\Delta_\theta$ = 1,6 dB | $\pm\Delta_\phi$ = 1,5 dB $\pm\Delta_\theta$ = 13,5 ° | $\pm\Delta_\phi$ = 9,1 ° τ_h = 1,3 dB	1,2 dB | 1,3 dB 9 ° | 4,6 ° 1,5 dB

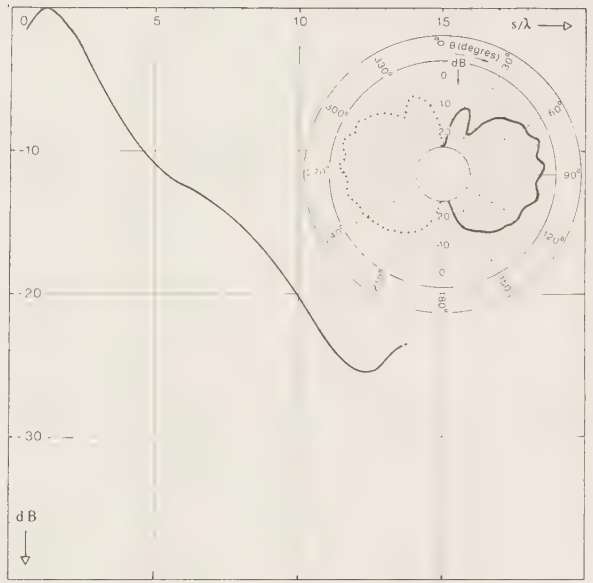
ANNEXE AU TABLEAU I

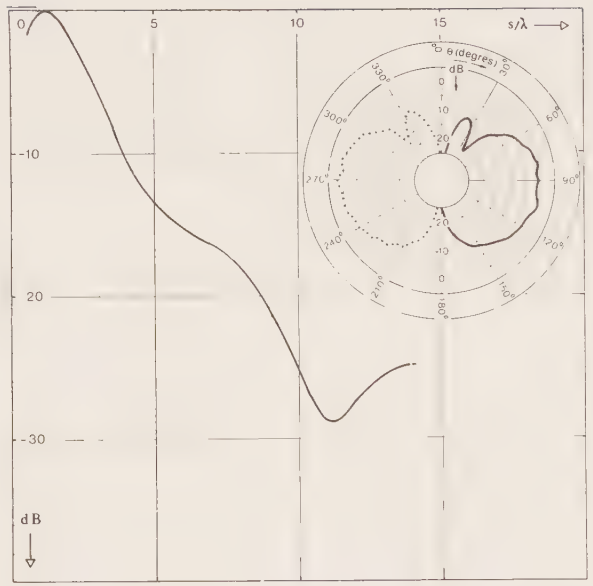
$\mu = 40$

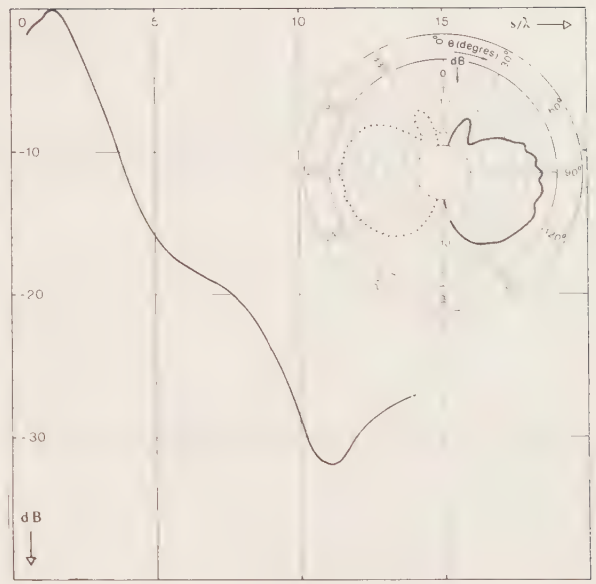
$\mu = 45$

$\mu = 50$

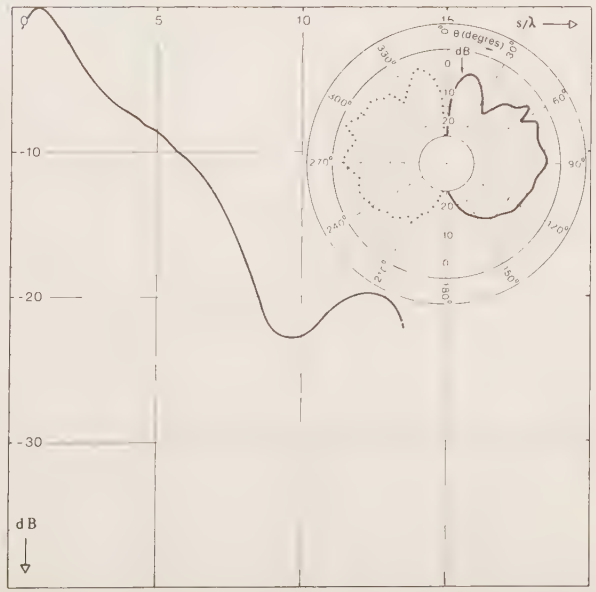
$\theta_0 = 7{,}5°$

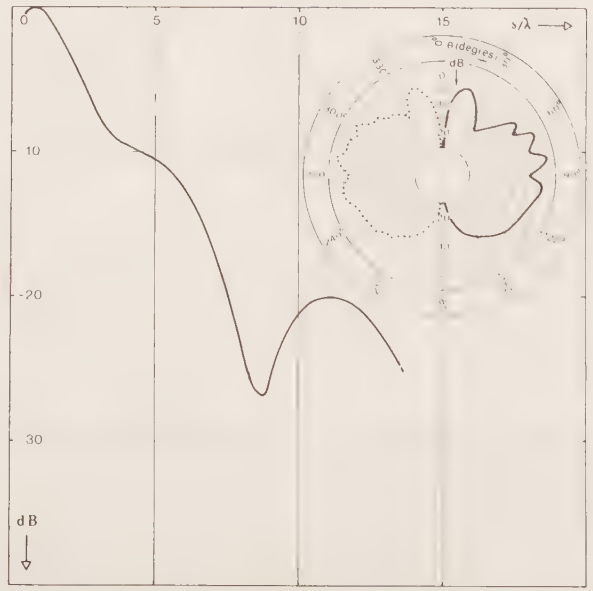


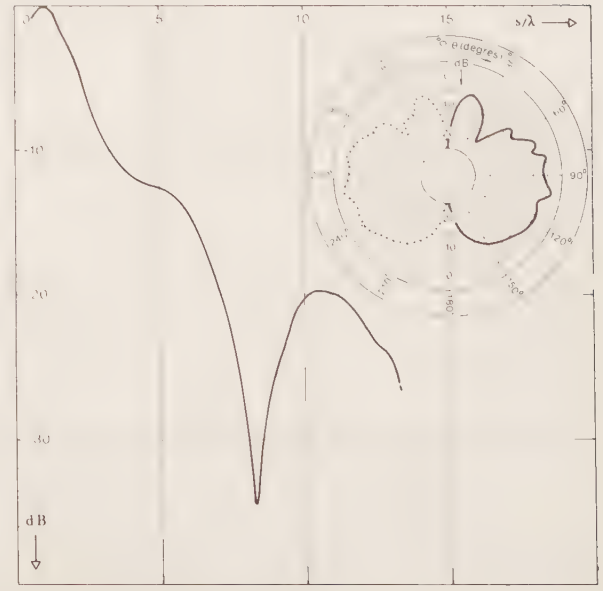




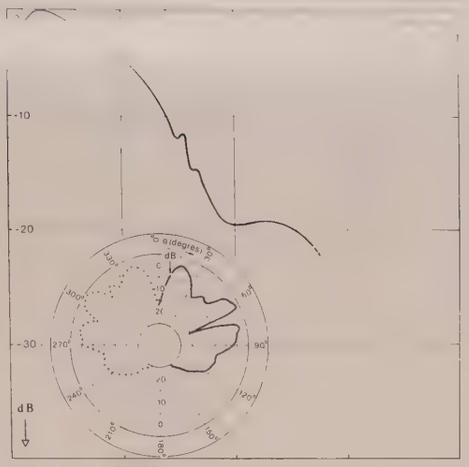
$\theta_0 = 11°$

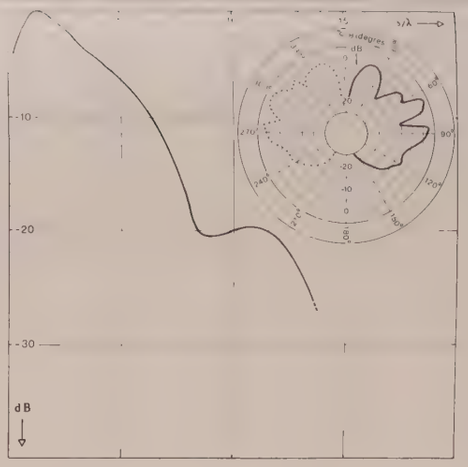


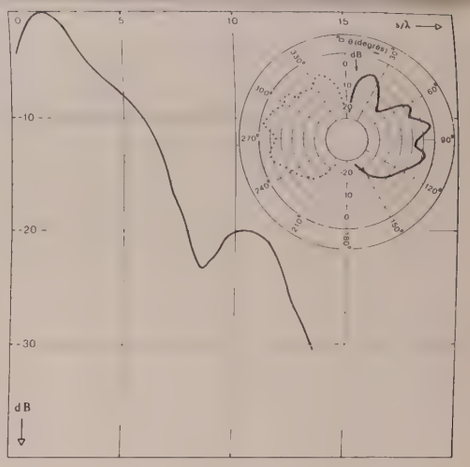




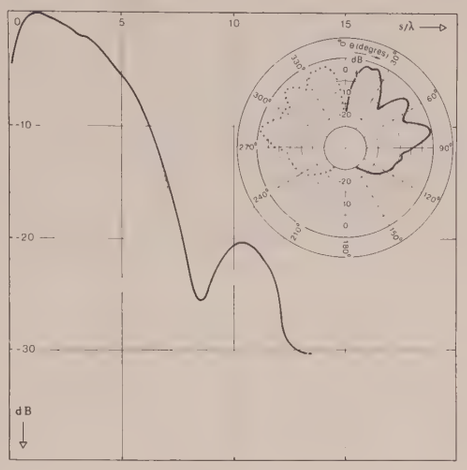
θ_0=15°

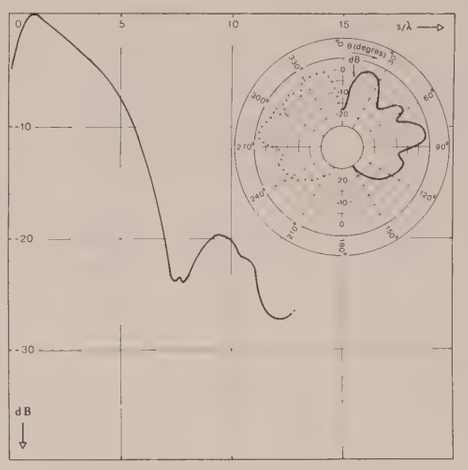


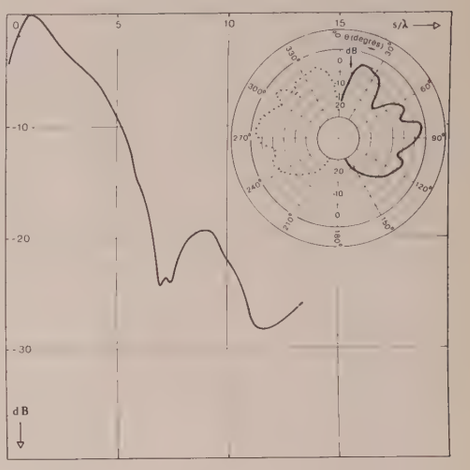




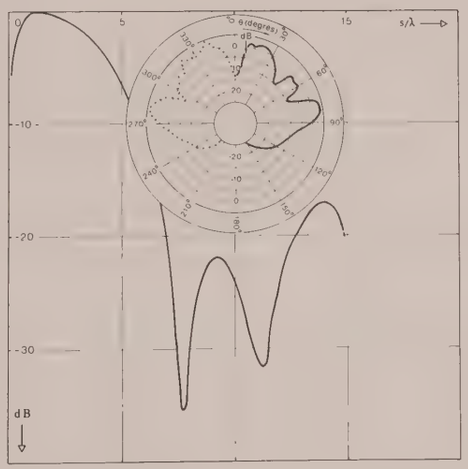
θ_0=20°

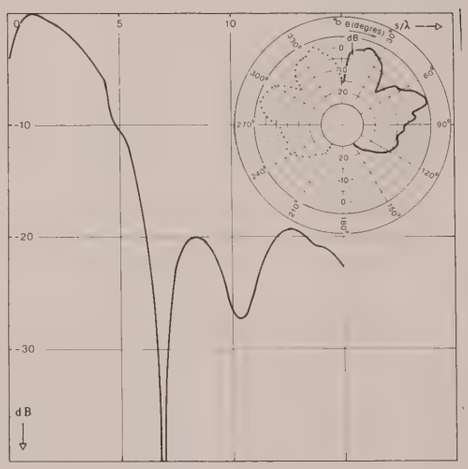


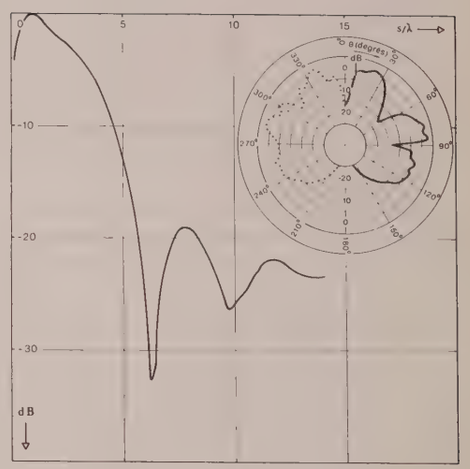


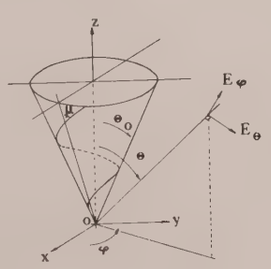


θ_0=25°









Amplitude théorique du courant (dB) en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et diagramme de rayonnement théorique en site d'antennes à quatre brins épais (δ=16°) excitée en mode m=1, pour diverses valeurs de θ_o et μ.

N.B. La composante E_θ (*trait continu*) figure dans la moitié droite du diagramme, la composante E_ϕ (*trait pointillé*) dans la moitié gauche.

TABLEAU 1

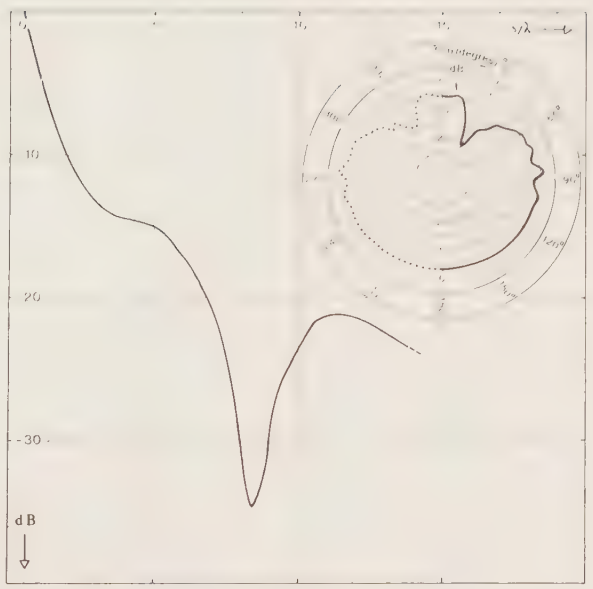
MODE 1 δ=16°

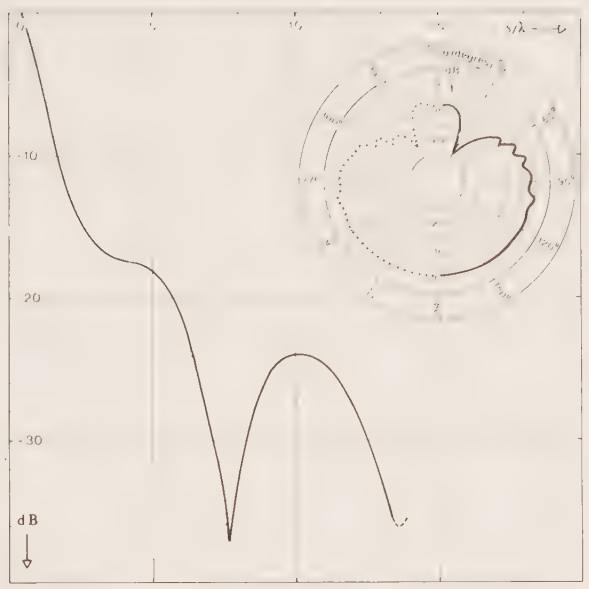
θ \ μ	40°		45°		50°	
7,5 °	$\pm\Delta_\theta$=1,5 dB	$\pm\Delta_\phi$=1,4 dB	1 dB	1,2 dB	1,3 dB	0,7 dB
	$\pm\Delta_\theta$=9,6 °	$\pm\Delta_\phi$=8 °	7,5 °	7,4 °	9 °	3,8 °
	τ_h=1 dB		1,3 dB		1,7 dB	

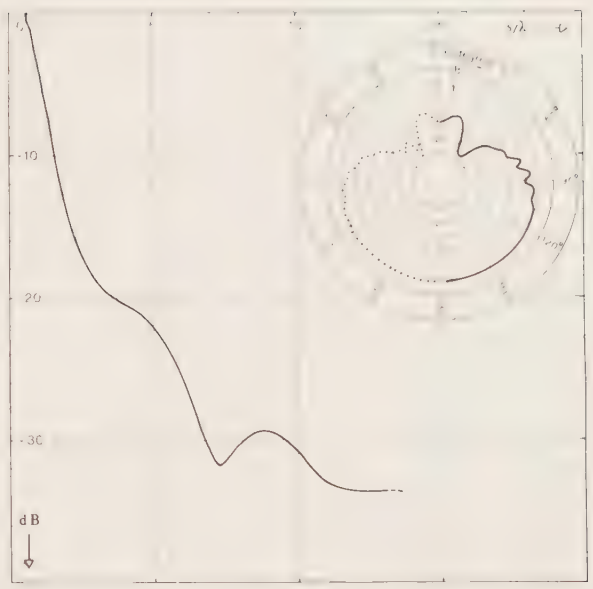
ANNEXE AU TABLEAU 2

$\mu = 40$ $\mu = 45$ $\mu = 50$

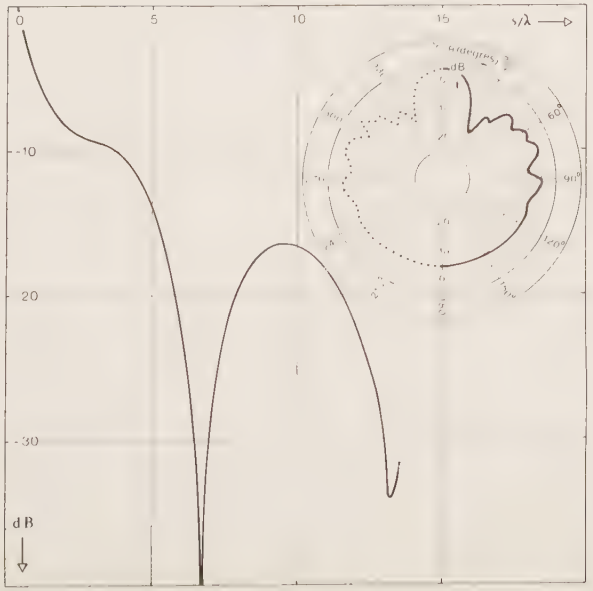
$\theta_0 = 7{,}5°$

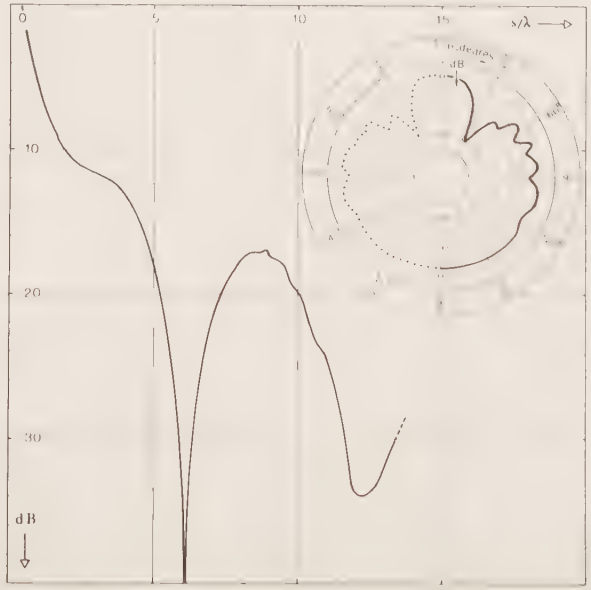


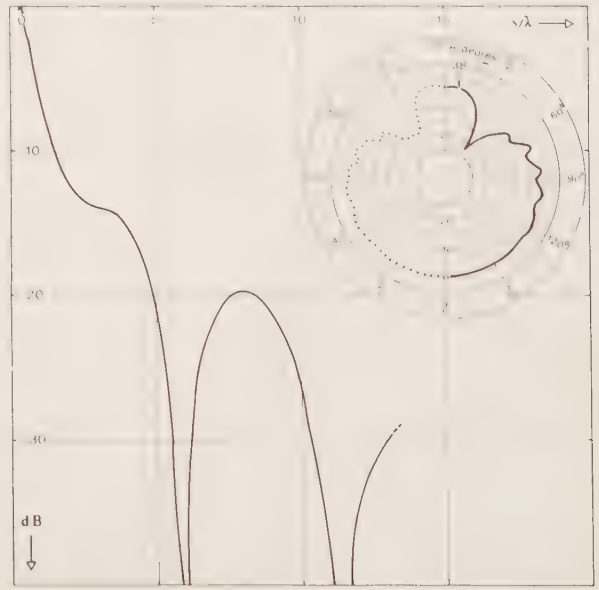




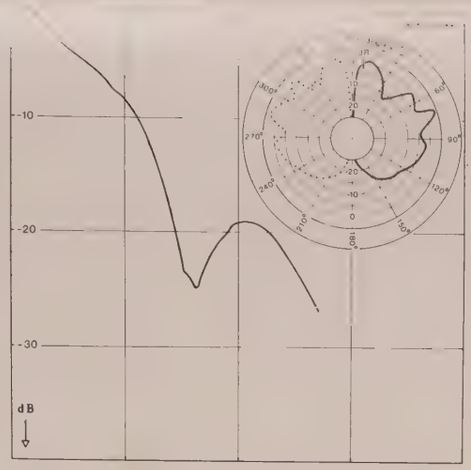
$\theta_0 = 11°$

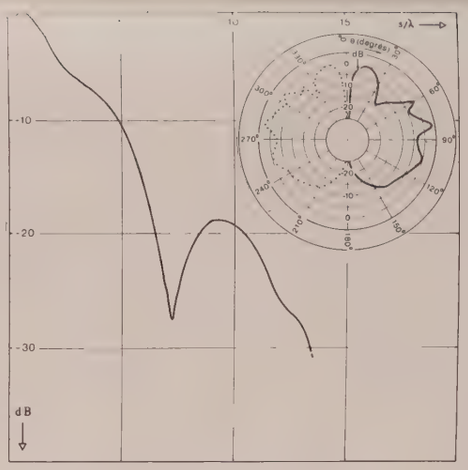


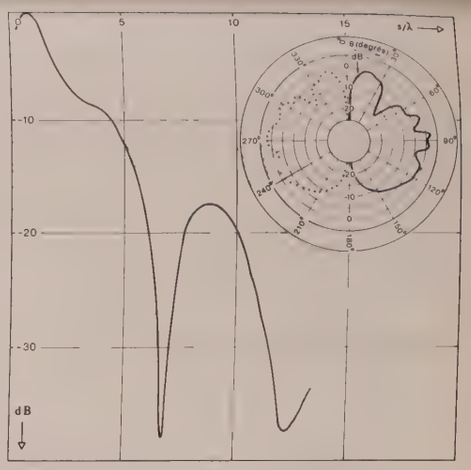




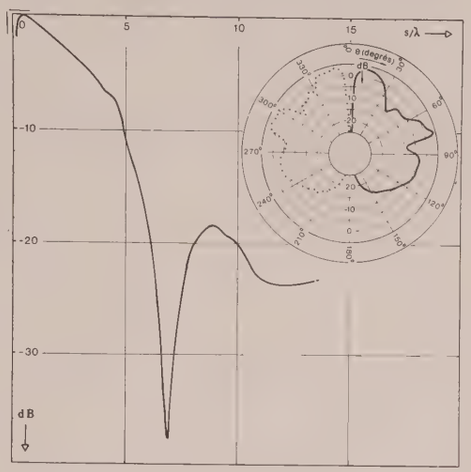
θ_0=15°

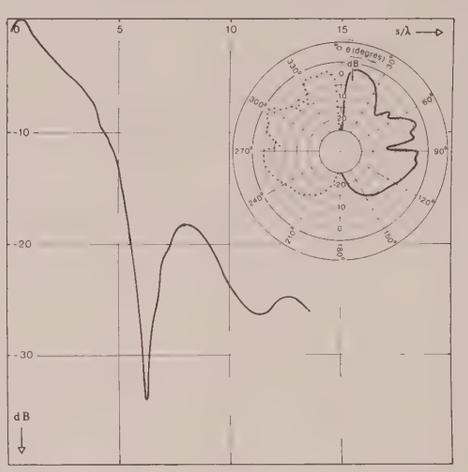


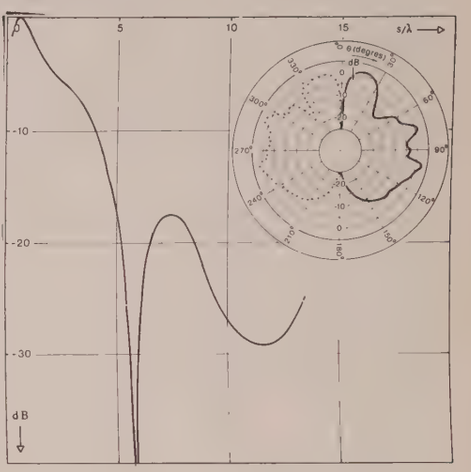




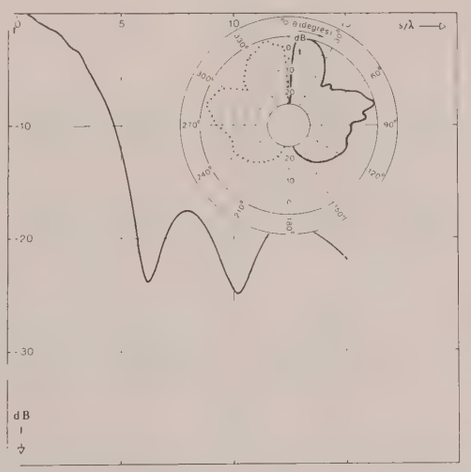
θ_0=20°

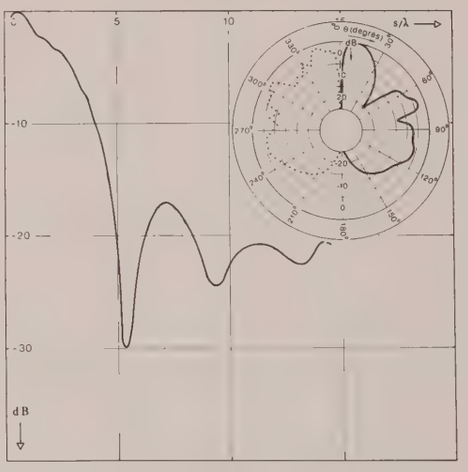


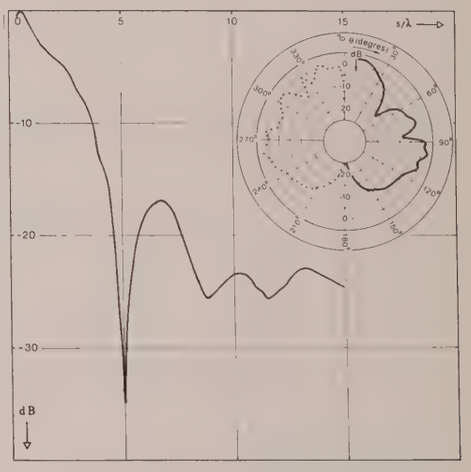


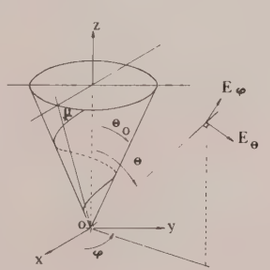


θ_0=25°









Amplitude théorique du courant (dB) en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et diagramme de rayonnement théorique en site d'antennes à quatre brins "épais" (δ=16) excitée en mode m=2, pour diverses valeurs de θ_o et μ.

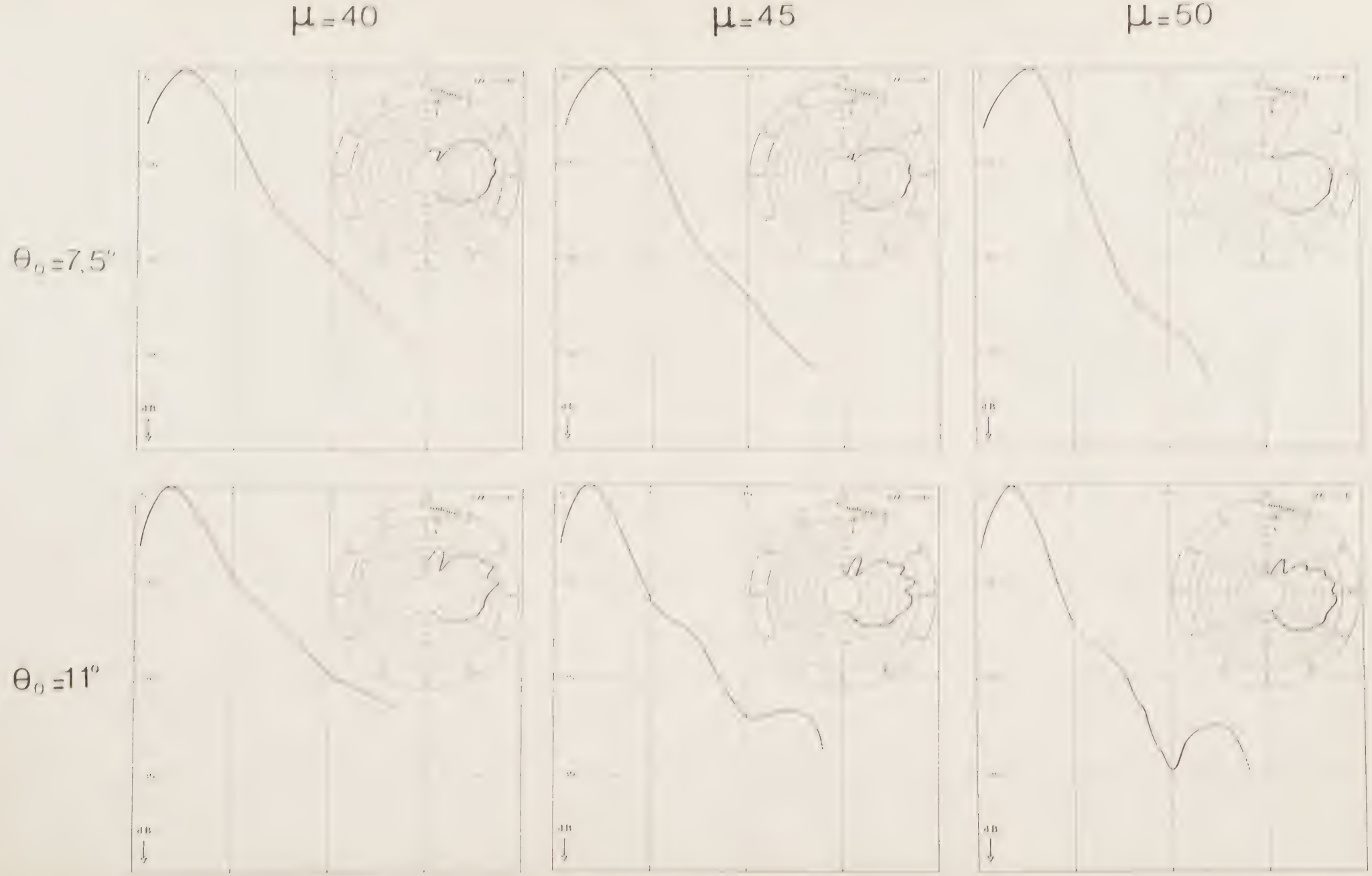
N.B. La composante E_θ (*trait continu*) figure dans la moitié droite du diagramme, la composante E_ϕ (*trait pointillé*) dans la moitié gauche.

TABLEAU 2

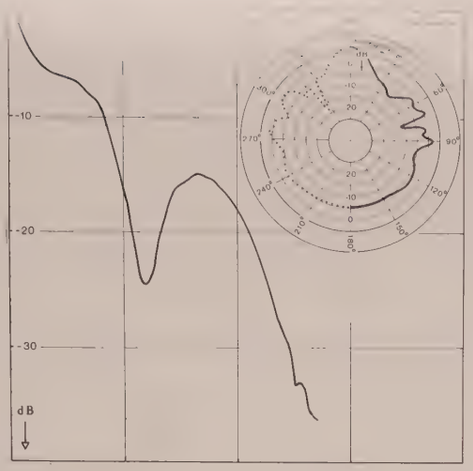
MODE 2 δ=16°

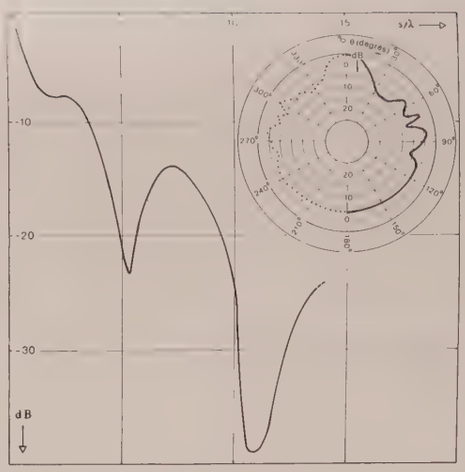
θ \ μ	40°		45°		50°	
7,5 °	$\pm\Delta_\theta$ = 1,7 dB $\pm\Delta_\theta$ = 12,3 °	$\pm\Delta_\phi$ = 1,1 dB $\pm\Delta_\phi$ = 8 °	1,1 dB 6,4 °	0,6 dB 3,5 °	1,4 dB 9 °	0,5 dB 3,7 °
11°					1,1 dB 7,5 °	0,3 dB 1,4 °

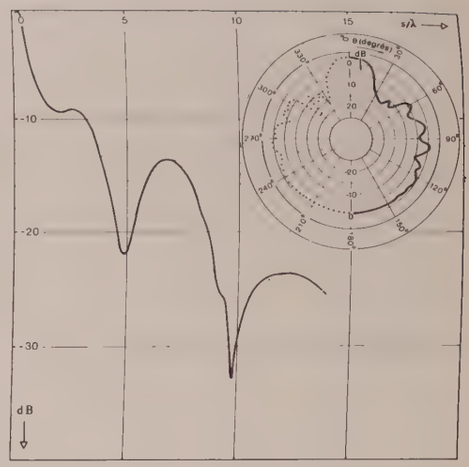
ANNEXE AU TABLEAU 3


μ=40
μ=45
μ=50
θ0=7,5°
θ0=11°
dB

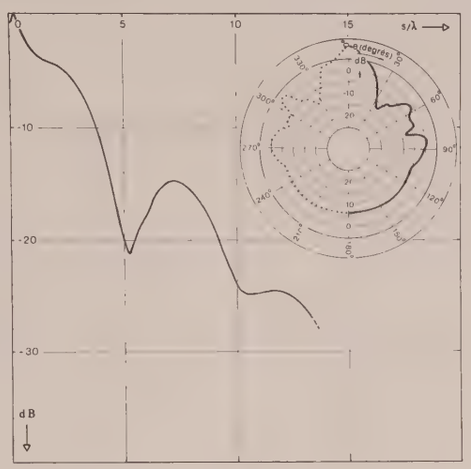
θ_0=15°

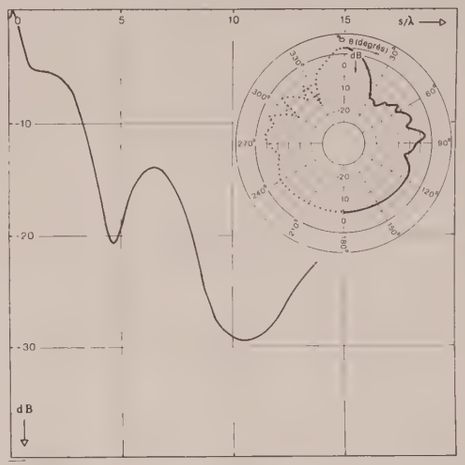


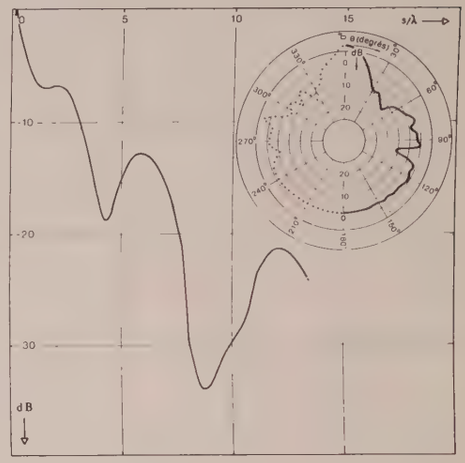




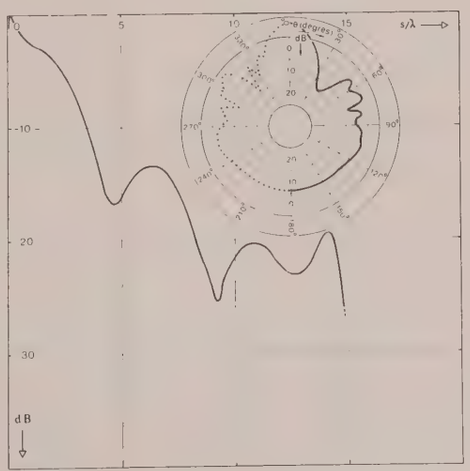
θ_0=20°

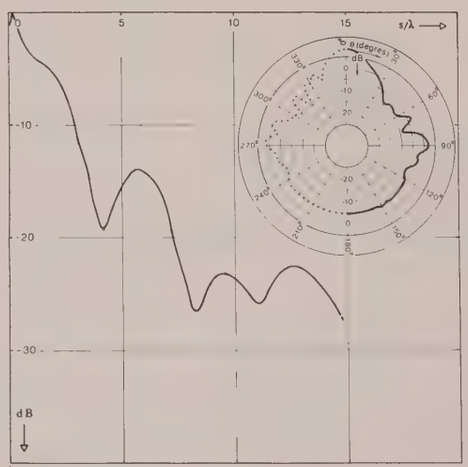


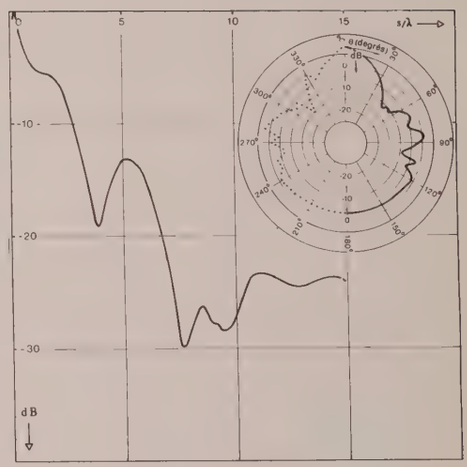


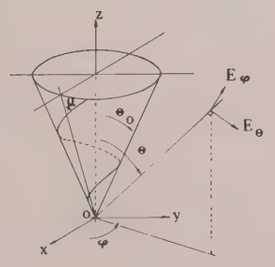


θ_0=25°









Amplitude théorique du courant (dB) en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et diagramme de rayonnement théorique en site d'antennes à quatre brins épais (δ=16°) excitée en mode m=3, pour diverses valeurs de θ_0 et μ.

N.B. La composante E_θ (*trait continu*) figure dans la moitié droite du diagramme, la composante E_ϕ (*trait pointillé*) dans la moitié gauche.

TABLEAU 3

MODE 3 δ=16°

θ \ μ	40°		45°		50°	
7,5 °	$\pm\Delta_\theta$=1,5 dB	$\pm\Delta_\phi$=0,8 dB	0,9 dB	0,6 dB	0,5 dB	0,3 dB
	$\pm\Delta_\theta$=6,4 °	$\pm\Delta_\phi$=6,8 dB	6,7 °	4,3 °	4 °	2,7 °
	τ_h=1 dB		1,2 dB		,6 dB	
11 °					1,6 dB	1,5 dB
					11 °	7,9 °
					1,3 dB	

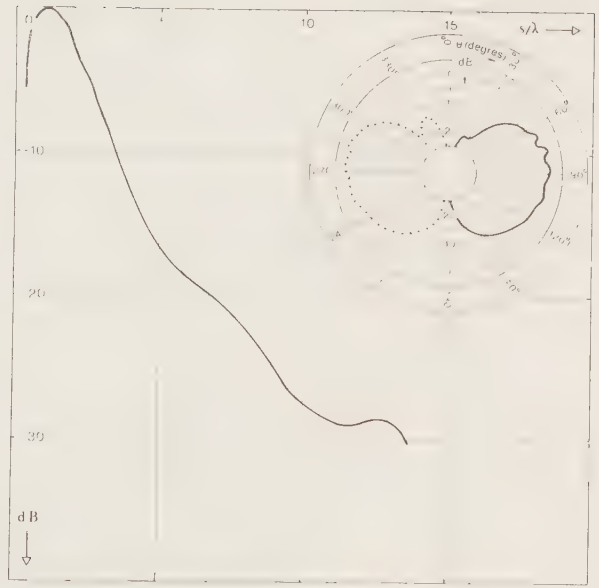
ANNEXE AU TABLEAU 4

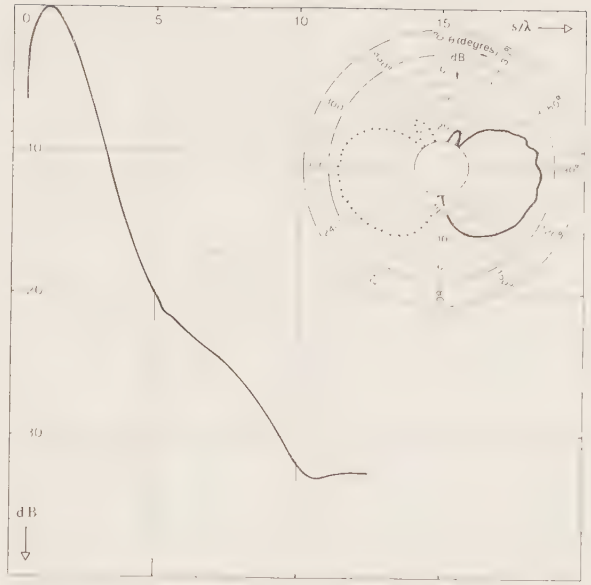
$\mu = 40$

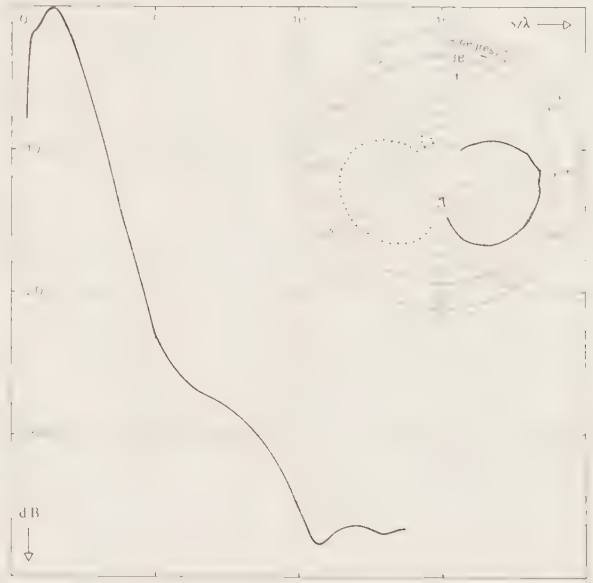
$\mu = 45$

$\mu = 50$

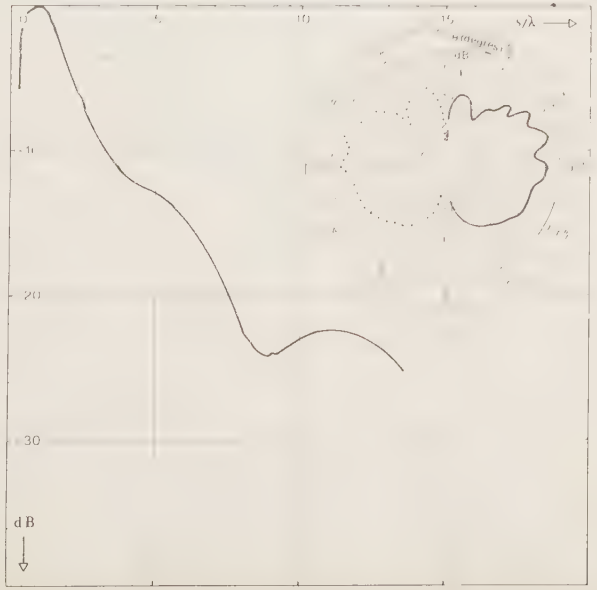
$\theta_0 = 7{,}5°$

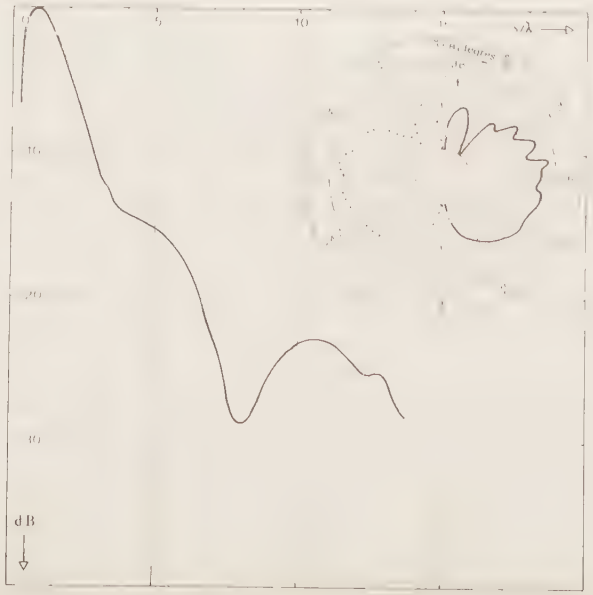


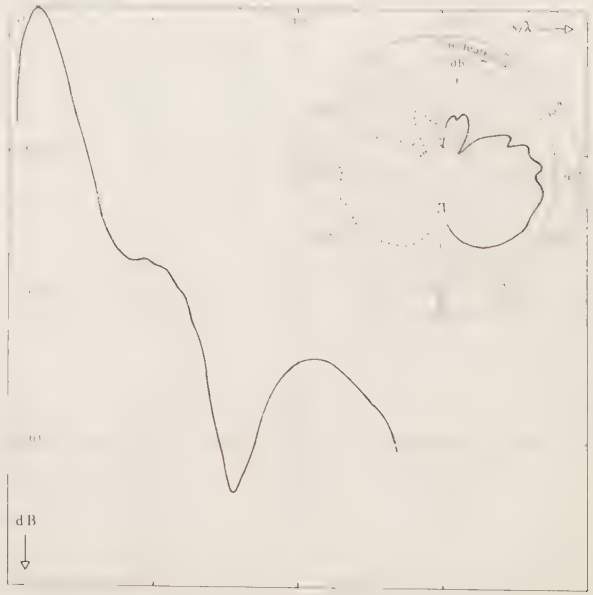




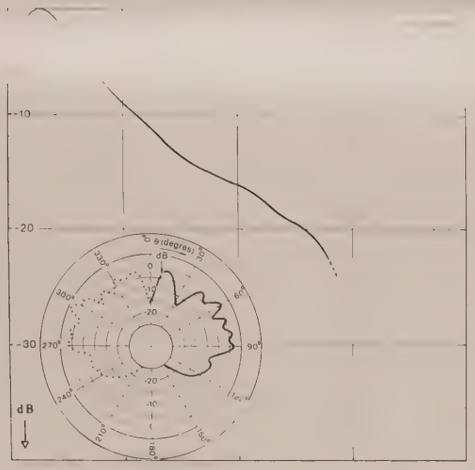
$\theta_0 = 11°$

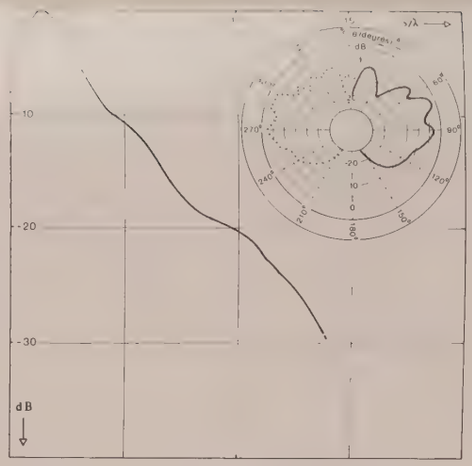


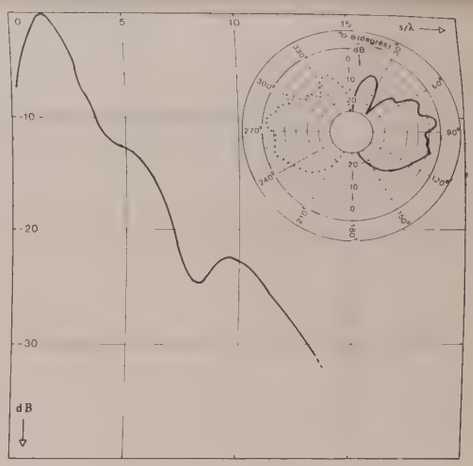




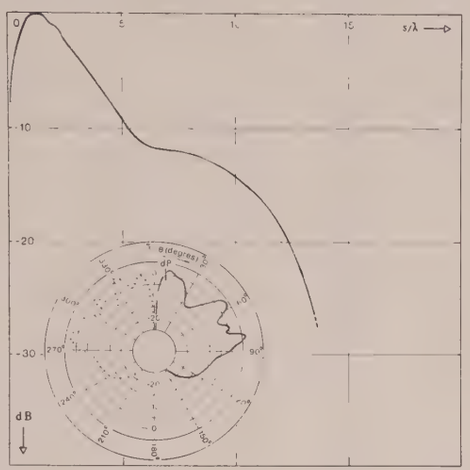
θ_0=15°

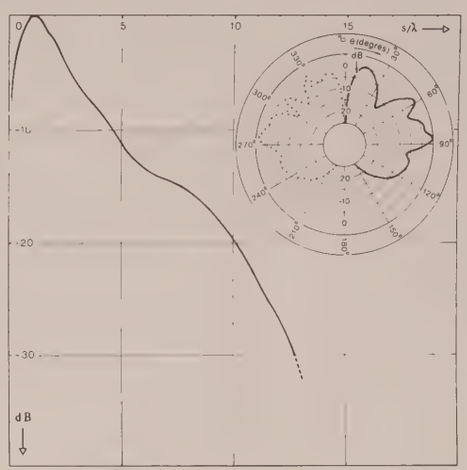


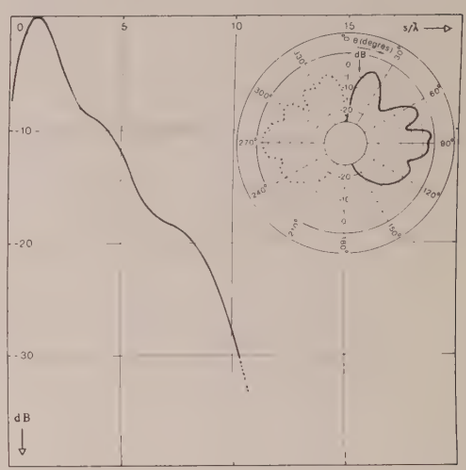




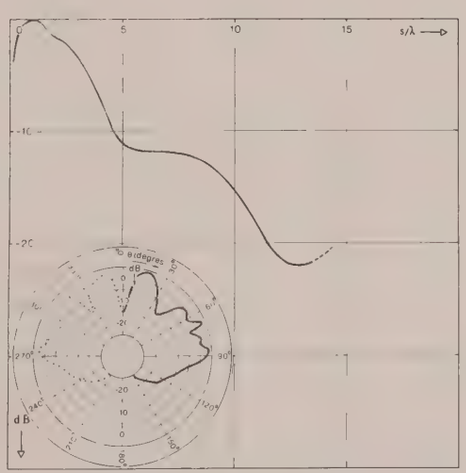
θ_0=20°

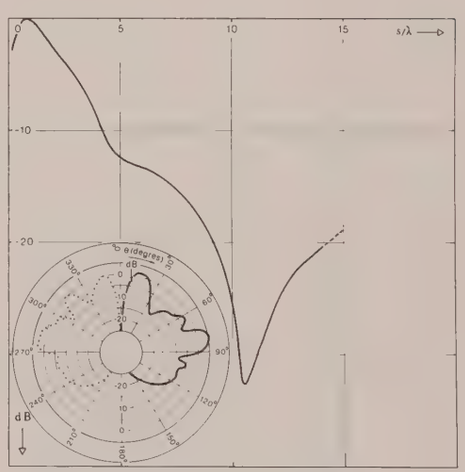


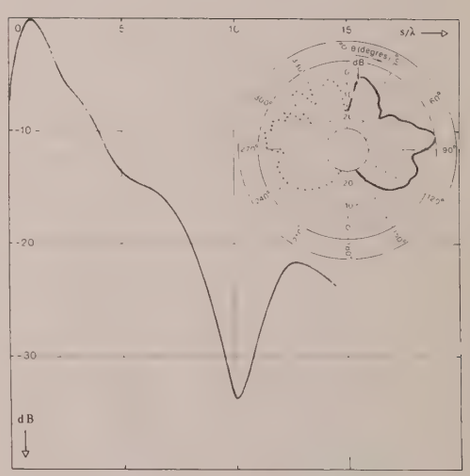


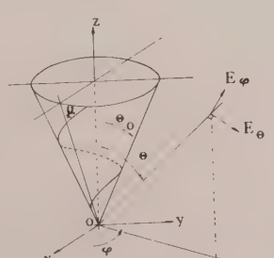


θ_0=25°









Amplitude théorique du courant (dB) en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et diagramme de rayonnement théorique en site d'antennes à quatre brins "épais" (δ=32) excitée en mode m=1, pour diverses valeurs de θ_o et μ.

N.B. La composante E_θ (*trait continu*) figure dans la moitié droite du diagramme, la composante E_ϕ (*trait pointillé*) dans la moitié gauche.

TABLEAU 4

MODE 1 δ=32°

θ \ μ	40°	45°	50°
7,5 °	$\pm\Delta_\theta$ = 1 dB | $\pm\Delta_\phi$ = 0,7 dB $\pm\Delta_\theta$ = 5,9 ° | $\pm\Delta_\phi$ = 4,2 ° τ_h = 1,2 dB	0,6 dB | 0,6 dB 4,2 ° | 3,6 ° 1,7 dB	0,7 dB | 0,3 dB 4,6 ° | 2,2 ° 2,5 dB
11 °	2 dB | 1,9 dB 13,3 ° | 10,8 ° 1 dB	2,5 dB | 1,5 dB 15,5 ° | 7,3 ° 1,5 dB	1,9 dB | 1 dB 14 ° | 6,5 ° 1,8 dB

ANNEXE AU TABLEAU 5

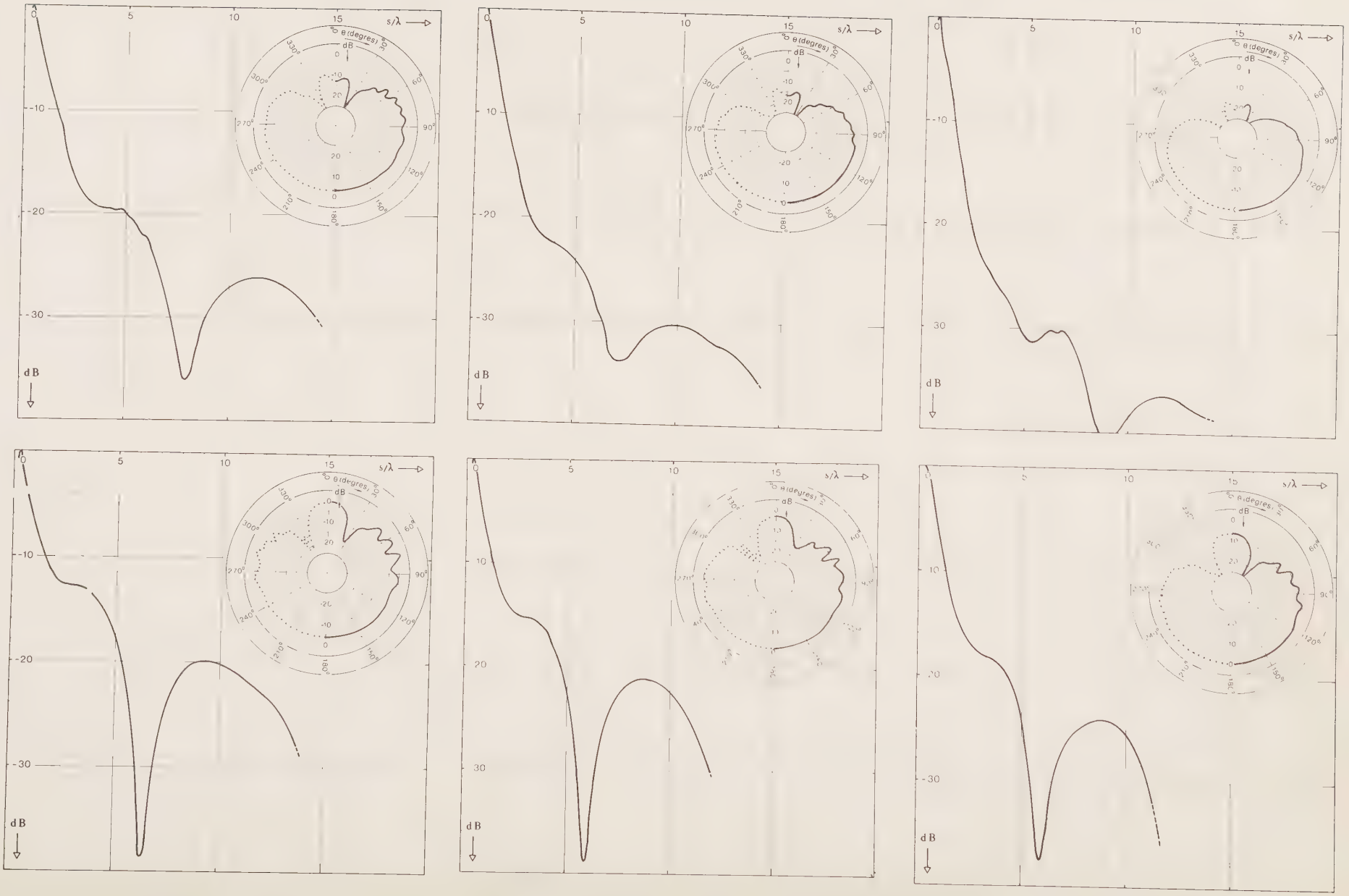
$\mu = 40$

$\mu = 45$

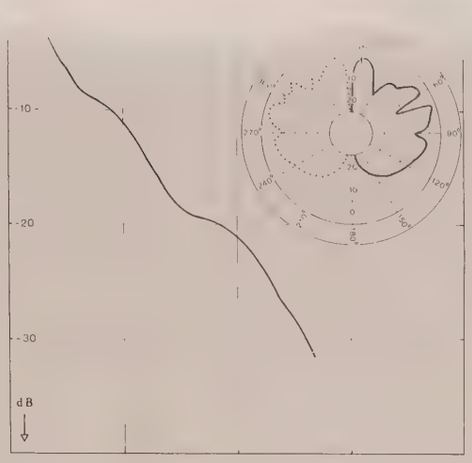
$\mu = 50$

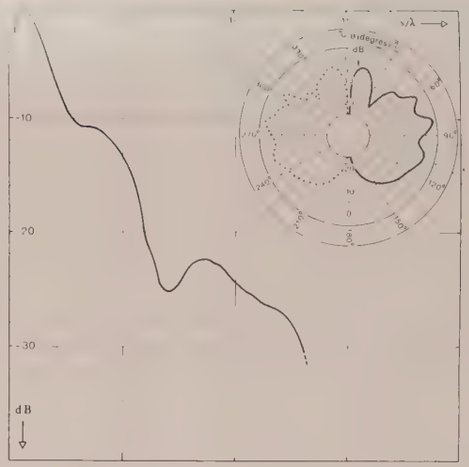
$\theta_0 = 7{,}5°$

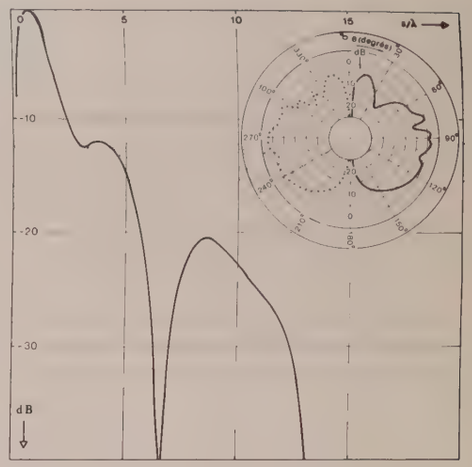
$\theta_0 = 11°$



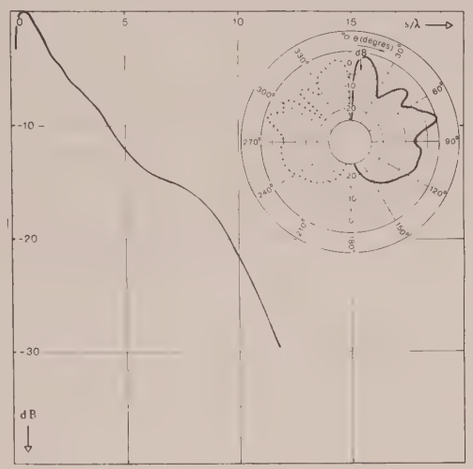
θ_0=15°

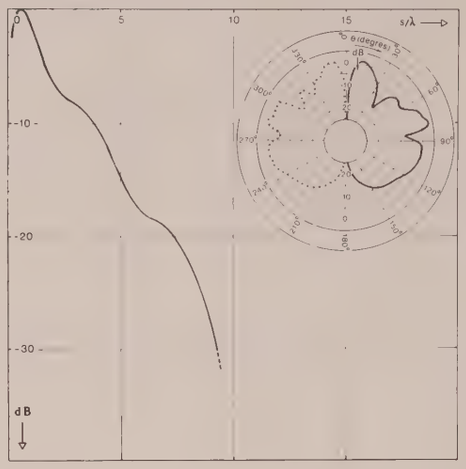


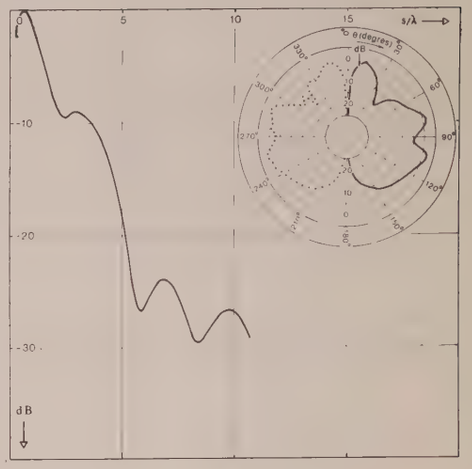




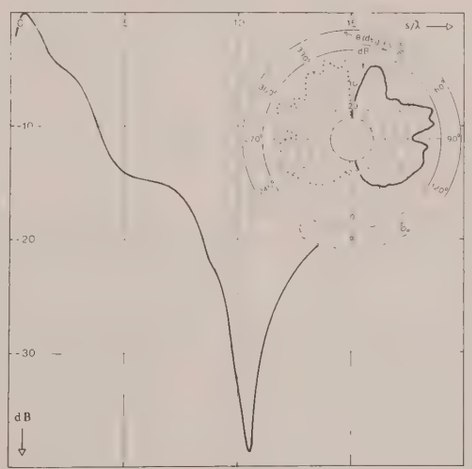
θ_0=20°

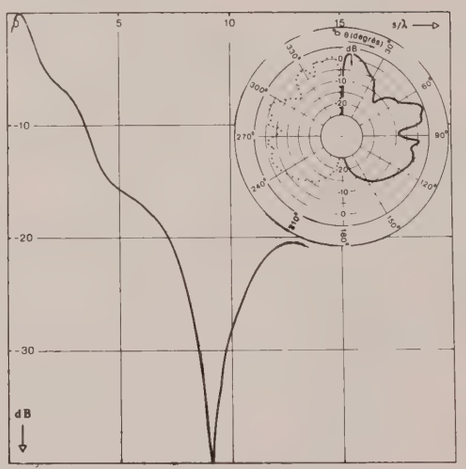


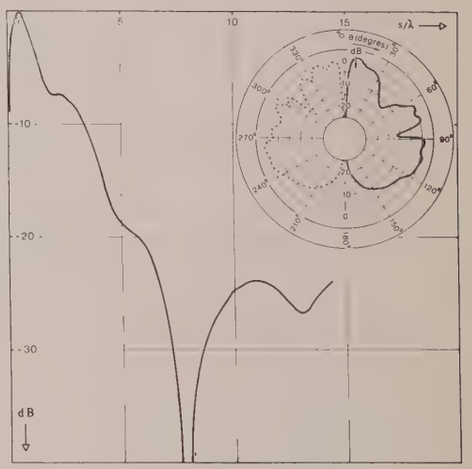


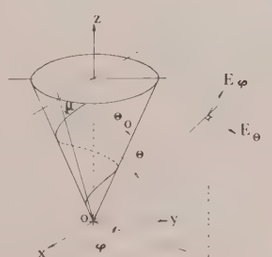


θ_0=25°









Amplitude théorique du courant (dB) en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et diagramme de rayonnement théorique en site d'antennes à quatre brins épais (δ=32) excitée en mode m=2, pour diverses valeurs de θ_o et μ.

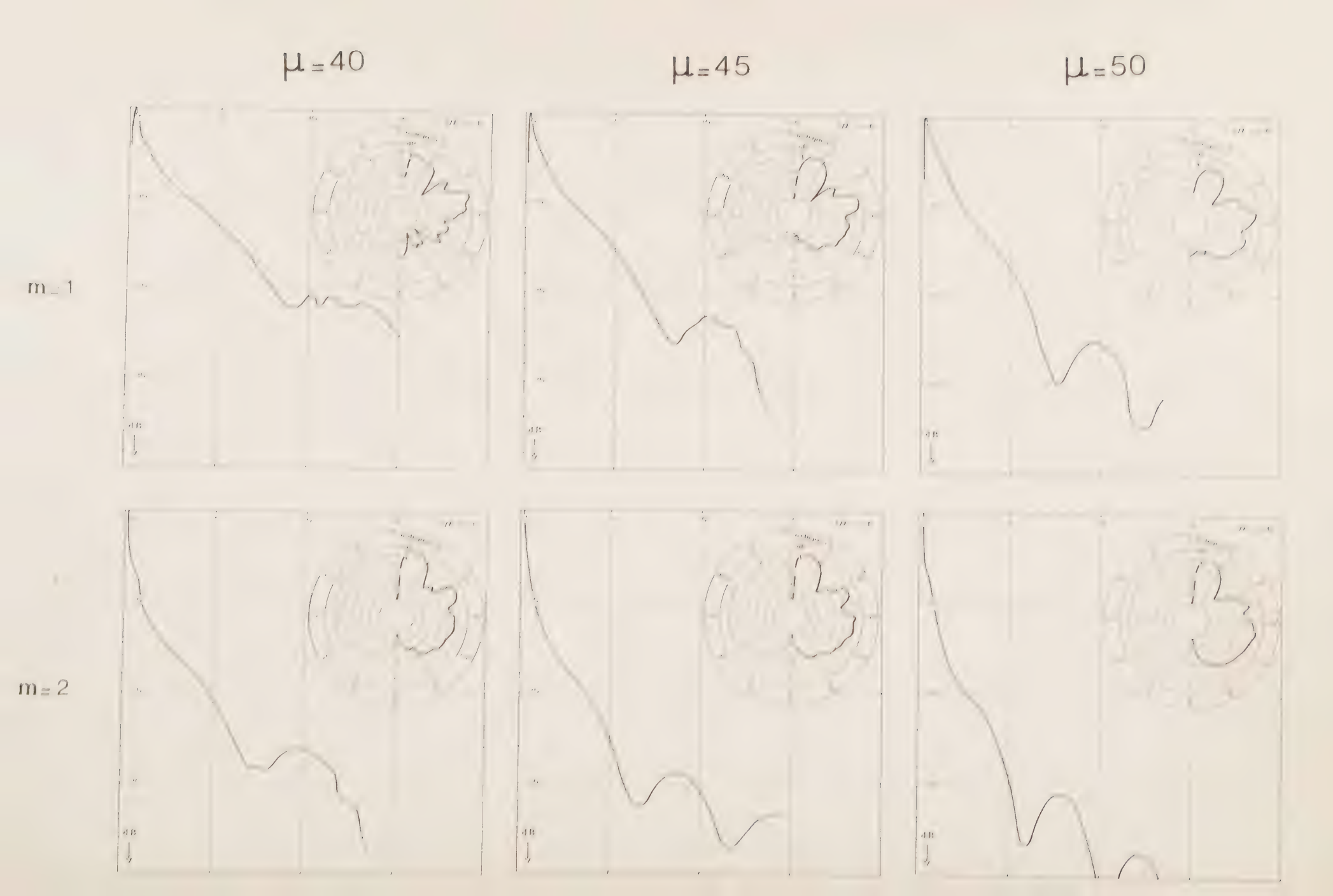
N.B. La composante E_θ (*trait continu*) figure dans la moitié droite du diagramme, la composante E_ϕ (*trait pointillé*) dans la moitié gauche.

TABLEAU 5

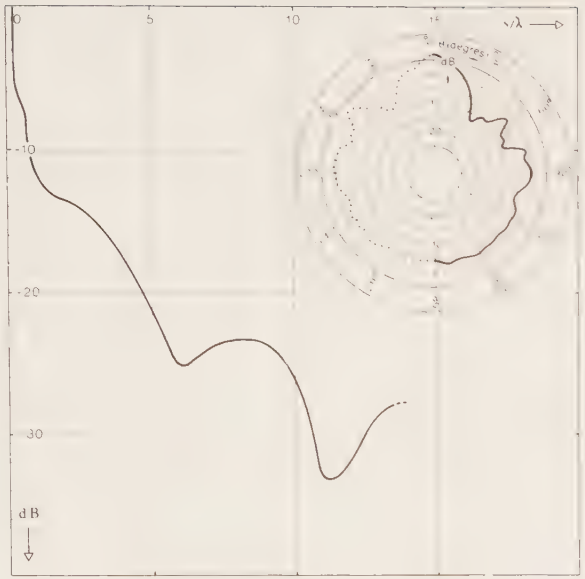
MODE 2 δ=32°

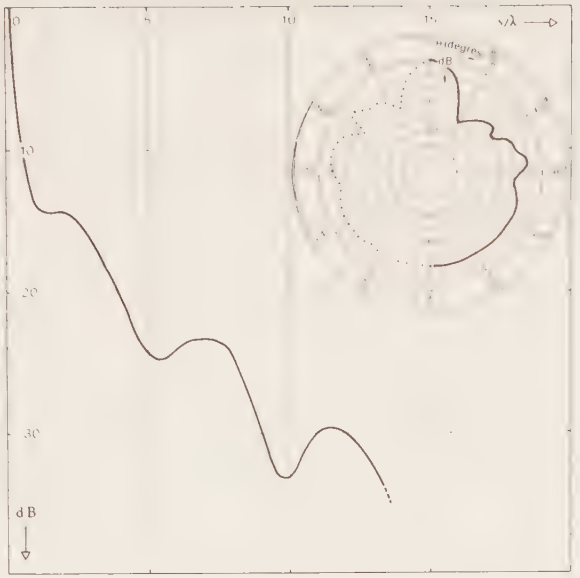
θ \ u	40°		45°		50°	
7,5°	$\pm\Delta_\theta$ = 1,2 dB $\pm\Delta_\theta$ = 8,5 °	$\pm\Delta_\phi$ = 0,8 dB $\pm\Delta_\phi$ = 5,2 °	0,7 dB 5,2 °	0,4 dB 2,4 °	0,8 dB 5,2 °	0,2 dB 1,2 °
11°	2,4 dB 14,3 °	1,8 dB 18,4 °	2,8 dB	1,6 dB 13 °	1,3 dB 8,2 °	0,5 dB 3,4 °

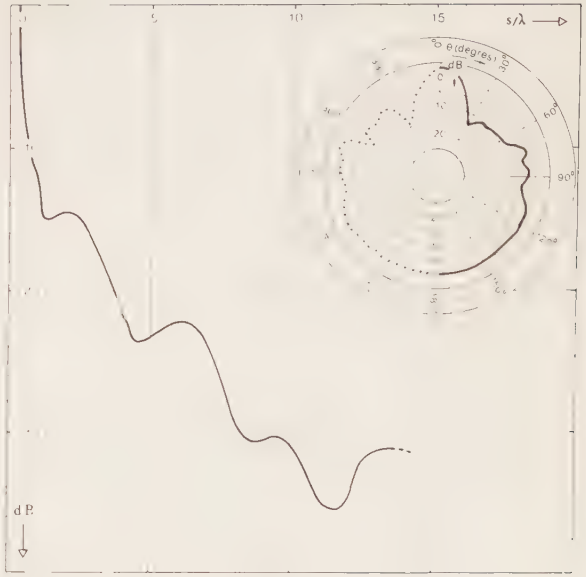
ANNEXE AU TABLEAU 6

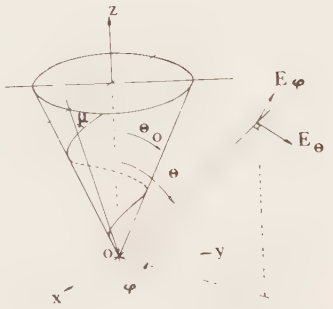

μ=40
μ=45
μ=50
m=1
m=2

m = 3









Amplitude théorique du courant (dB) en fonction de l'abscisse curviligne rapportée à la longueur d'onde (s/λ) et diagramme de rayonnement théorique en site d'antennes à quatre brins "minces" (R = 1,1 mm) excitée respectivement en mode 1, 2 et 3 pour θ_0 = 20 °, μ variable.

N.B. La composante E_θ *(trait continu)* figure dans la moitié droite du diagramme, la composante E_ϕ *(trait pointillé)* dans la moitié gauche.

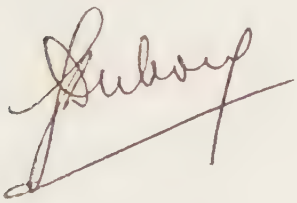
Tableau 7

ANNEXE AU TABLEAU N° 7

	m = 1		m = 2		m = 3	
$\mu = 40°$	$\pm \Delta_\theta$ = 4,4 dB $\pm \Delta_\theta$ = 25 °	$\pm \Delta_\phi$ = 3,7 dB $\pm \Delta_\phi$ = 20 °	2,6 dB 18 °	2,4 dB 15 °	3,5 dB 24 °	2,1 dB 15 °
$\mu = 45°$	4 dB 20 °	3,1 dB 20 °	4,1 dB 26 °	3,2 dB 16 °	4 dB 22 °	2,7 dB 14 °
$\mu = 50°$	4,5 dB 29 °	2,5 dB 23 °	3 dB 26 °	2,2 dB 14 °	4,5 dB 20 °	2,5 dB 16 °

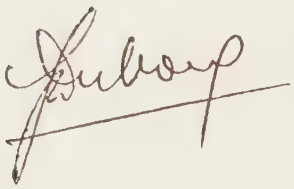
V U :
Le Président de la Thèse

Professeur
G. DUBOST.



V U :
Le Directeur de Thèse

Professeur
G. DUBOST



VU et APPROUVE
RENNES, le
Le Directeur de l'U.E.R.

VU et PERMIS D'IMPRIMER
RENNES, le
Le Président de l'Université de RENNES

C. CHAMPAUD